

Die Herstellung von Höchstvacua mit Hilfe von Getterwerkstoffen.

Von SIEGFRIED WAGENER.

Mit 11 Textabbildungen.

(Eingegangen am 5. Januar 1954.)

1. Einleitung.

Schon frühzeitig in der Entwicklung der Vakuumtechnik erkannte man, daß die Herstellung des Vakuums in von der Pumpe abgeschmolzenen Röhren durch die Benutzung von Gas adsorbierenden Materialien erheblich erleichtert wird. Derartige Materialien sind unter dem Namen GETTER bekannt geworden; sie werden als eine Art chemischer Pumpe verwendet, die mit Hilfe physikalisch-chemischer Vorgänge Restgase aus der Röhre entfernt. Allein mit Hilfe solcher Getter werden heute die sehr niedrigen Drucke erreicht, die für ein einwandfreies Arbeiten der meisten Elektronenröhren erforderlich sind.

Die Technik der Verwendung derartiger Getter ist zum größten Teil empirisch entwickelt worden, während die wissenschaftliche Erforschung, gemessen an der Zahl der veröffentlichten Arbeiten, nicht sehr nachdrücklich betrieben wurde. Einer der Gründe hierfür war das Fehlen geeigneter Meßverfahren, mit denen die Getter unter den in der Praxis vorkommenden Drucken untersucht werden konnten. Ein derartiges Verfahren ist in den letzten Jahren entwickelt und mitinigem Erfolg für die Erforschung der Gettervorgänge eingesetzt worden. Eine Zusammenfassung der erhaltenen Ergebnisse [13–17]¹ soll im folgenden gegeben werden.

2. Definitionen und Gettertypen.

Lediglich Erscheinungen, die sich unter Gasdrücken von weniger als 10^{-4} mm Hg abspielen, werden besprochen werden. Das durch diesen Druckbereich definierte Vakuum wird normalerweise als „Hochvakuum“ bezeichnet, obwohl eine genaue Definition dieses Ausdruckes nicht existiert. Das Vorhandensein eines solchen Vakuums garantiert, daß nur ein verhältnismäßig kleiner Teil von Elektronen auf seinem Wege zwischen den Elektroden der Röhre mit Gasmolekülen zusammenstößt. Die Einhaltung dieser Bedingung allein ist jedoch für eine große Anzahl von Elektronenröhren nicht ausreichend, insbesondere nicht für diejenigen, die thermische, photoelektrische oder Sekundär-Kathoden enthalten. Diese Kathoden können für längere Zeiträume nur mit Sicherheit betrieben werden, wenn der Druck der schädlichen Gase auf die Größenordnung von 10^{-9} mm verringert wird [18]. Der hierdurch begrenzte Druckbereich mag als „Höchstvakuum“ bezeichnet werden, und die Erreichung eines solchen Höchstvakuums muß bei der Benutzung von Gettern angestrebt werden.

Der Ausdruck „Getter“ muß ebenfalls näher definiert werden. Allgemein gesprochen, bezeichnen wir

ein Einzelteil in einer Vakuumröhre als Getter¹, wenn dieses Teil während irgend eines Zeitabschnittes nach dem Abschmelzen der Röhre von der Pumpe fähig ist, Gas aufzunehmen. Es ist in diesem Zusammenhang von keiner Bedeutung, ob das Gas von dem betreffenden Einzelteil irreversibel aufgenommen wird, oder ob es unter gewissen Bedingungen, z. B. durch Wärmebehandlung, wieder von ihm entfernt werden kann. (Die Frage der Reversibilität wird in Abschn. 10 erörtert werden.) Obwohl nach dieser Definition jedes Einzelteil der Röhre zu gewissen Zeiten als Getter wirken kann, so wird natürlich unser Augenmerk hauptsächlich auf diejenigen Teile gerichtet sein, die ausdrücklich zum Zwecke der Gasaufnahme in die Röhre gebracht werden.

Jedes Gettermaterial muß, bevor es fähig ist, Gas aufzunehmen, aktiviert werden. Die beiden verschiedenen Möglichkeiten einer solchen Aktivierung ergeben zwei verschiedene Gruppen von Gettern, die unterschieden werden müssen. In der ersten Gruppe, bei den sogenannten *Verdampfungsgettern*, wird der Getterwerkstoff im gasfreien Zustande in eine geeignete Kapsel, z. B. eine Eisenröhre, eingeschlossen. Von hier aus wird der Getterwerkstoff kurz vor oder nach dem Abziehen der Röhre von der Pumpe verdampft und auf einem der übrigen Einzelteile der Röhre, normalerweise auf dem Glaskolben, als dünner, in hohem Maße gasfreier Niederschlag kondensiert. Bekannte Getterwerkstoffe in dieser Gruppe sind Barium, Magnesium, Calcium und Mischmetall (eine Mischung von Cer und Lanthan).

Die zweite Gruppe besteht aus Materialien, die nicht leicht verdampfbar sind. Sie werden im allgemeinen in Pulverform benutzt und als dünne Schicht auf einer Trägerelektrode angebracht. Infolgedessen werden sie *Schichtgetter* genannt. Zur Aktivierung werden diese Materialien einer geeigneten Wärmebehandlung unterworfen, durch die eingeschlossene Gase entfernt werden, und zwar entweder in die mechanischen Pumpen oder, wenn die Aktivierung nach dem Abschmelzen vorgenommen wird, in ein Getter der ersten Gruppe. Bekannte Getter in dieser Gruppe sind Zirkon, Thorium, Titan und Tantal.

Die verschiedenen Möglichkeiten zur Unterbringung und Befestigung dieser Getter in der Röhre werden hier nicht besprochen werden, da eine umfassende Übersicht über die betreffenden Verfahren in einer Arbeit von ESPE, KNOLL und WILDER [5] gegeben worden ist. An dieser Stelle werden wir uns ausschließlich damit befassen, die physikalisch-chemischen Vorgänge zu untersuchen, auf denen die Wirkungsweise der Getter beruht.

¹ Diese Ergebnisse wurden während der Tätigkeit des Verfassers in der Electronics Division der General Post Office Research, Station Dollis Hill, London, erzielt.

¹ Der Ausdruck Getter ist vom englischen „to get“ abgeleitet.

3. Kennwerte von Vakuumwerkstoffen und Beziehungen zwischen ihnen.

Bezeichnungen.

C	Getterkapazität
E	Gasabgabegeschwindigkeit
F	Strömungsleitfähigkeit von Kapillaren
G	Gettergeschwindigkeit
H	Lösungswärme
p	Gasdruck
p_g	Druck über dem Getter
p_p	Druck über der Pumpe
q	per Gewichtseinheit gelöste Gasmenge
Q	abgegebene Gasmenge
R	allgemeine Gaskonstante
T	Temperatur ($^{\circ}\text{K}$)
t	Zeit
t_g	Zeit während deren Getter der Gaseinwirkung ausgesetzt ist
t_r	Zeit während deren Getter Gas abgibt
V	Gasvolumen

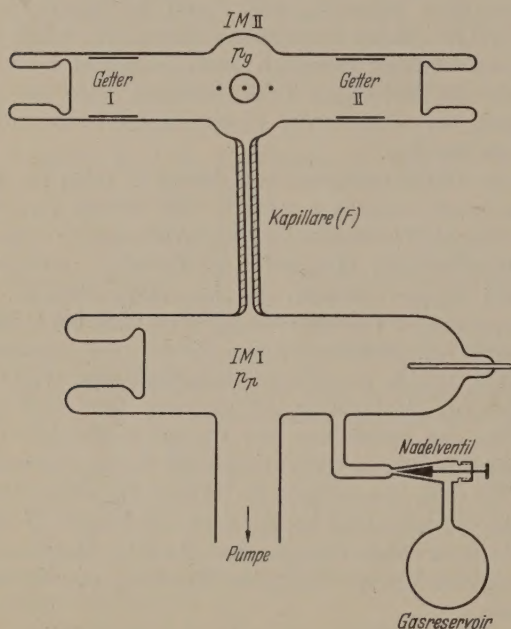


Abb. 1. Versuchsanordnung zur Messung von Getter- und Gasabgabegeschwindigkeit.

Der Pumpvorgang in einer von der Pumpe abgeschmolzenen Röhre kann mathematisch formuliert und berechnet werden, wenn die folgenden Kennwerte für die Einzelteile in der Röhre bekannt sind:

- die in der Zeiteinheit abgegebene Gasmenge E , kurz Gasabgabegeschwindigkeit genannt. Diese ist eine Funktion der Zeit t und der Temperatur T und wird normalerweise in der Einheit $\text{l}\mu/\text{sec}$ angegeben ($1 \text{ l}\mu$ gleich 1 Liter bei einem Druck von $1 \mu = 10^{-3} \text{ mm Hg}$).
- die in der Zeiteinheit bei einem bestimmten Druck aufgenommene Gasmenge G , kurz Gettergeschwindigkeit genannt. G ist ebenfalls eine Funktion von t und T und wird in l/sec oder cm^3/sec angegeben.
- Aus der Gasabgabegeschwindigkeit E kann die in der Zeit t abgegebene Gasmenge Q berechnet werden, und zwar

$$Q = \int_0^t E(t) dt. \quad (1)$$

- Analog kann aus der Gettergeschwindigkeit G die in der Zeit t vom Getter aufgenommene Gasmenge

C ermittelt werden, und zwar

$$C = \int_0^t p_g G(t) dt.$$

Für $t = \infty$ wird C die Kapazität des Gettes genannt.

Der Einfachheit halber nehmen wir an, daß in der zu behandelnden Röhre nur ein Gas abgebendes Einzelteil und ein Gas aufnehmendes Getter vorhanden ist. Wird dann das Volumen der Röhre mit V bezeichnet, so kann für den Pumpvorgang die Gleichung

$$V \frac{dp}{dt} = E(t) - p G(t)$$

aufgestellt werden.

Setzt man voraus, daß E und G unabhängig vom Druck sind ¹, so ist die Differentialgleichung (3) linear und kann integriert werden. Ist ferner

$$G'(t) = 0,$$

so erhält man durch partielle Integration die folgende Lösung:

$$p = \left(p_0 - \frac{E(t)}{G} \right) e^{-\frac{G}{V}t} + \frac{E(t)}{G} + \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n \left(\frac{V}{G} \right)^n \frac{E^{(n)}(t)}{G}$$

worin $E^{(n)}(t)$ die n -te Ableitung von E bezeichnet.

Wenn $G \gg V$ ist, so geht der erste Ausdruck auf der rechten Seite von (5) schnell gegen Null. Sind außerdem die Ableitungen $E'(t)$, $E''(t)$ usw. klein verglichen mit $E(t)$, so wird

$$p \simeq \frac{E(t)}{G}.$$

Nach dieser Gleichung ist der Druck innerhalb der abgeschmolzenen Röhre annäherungsweise gleich dem Verhältnis von Gasabgabe- und Gettergeschwindigkeit. Man ersieht hieraus, daß die Kenntnis dieser beiden Geschwindigkeiten für die Ermittlung des Druckes von erheblicher Bedeutung ist.

Über die Gettergeschwindigkeit war bis vor wenigen Jahren so gut wie nichts bekannt, und der größte Teil dieser Arbeit wird sich mit diesem Kennwert befassen. Bevor wir zur Messung der Gettergeschwindigkeit übergehen, sei nur noch darauf hingewiesen, daß diese Geschwindigkeit für ein und dasselbe Getter aber verschiedene Gase sehr verschiedene Werte annehmen kann (vgl. Abschn. 5). Infolgedessen wird man für jedes der in der Röhre vorhandenen Gase eine zu (3) analoge Gleichung aufstellen müssen.

4. Das Verfahren zur Messung von Getter- und Gasabgabegeschwindigkeit.

Das Verfahren, das sowohl zur Messung der Gettergeschwindigkeit als auch zu der der Gasabgabegeschwindigkeit benutzt werden kann, beruht auf den von KNUDSEN [8] für die Strömung von Gasen bei niedrigen Drucken abgeleiteten Gesetzen. Abb. 1 veranschaulicht die experimentelle Anordnung, die im wesentlichen aus zwei durch eine Kapillare verbundenen Ionisationsmanometern IM I und IM II besteht. IM I befindet sich unmittelbar über einer leistungs-

¹ Daß G unabhängig vom Druck ist, wird in Abschn. 4 gezeigt. E wird unabhängig vom Druck sein, wenn die Diffusion des Gases aus dem Inneren zur Oberfläche und nicht Vorgänge an der Oberfläche selbst geschwindigkeitsbestimmend für die Gasabgabe sind.

fähigen Diffusionspumpe, während IM II die zu untersuchenden Getter enthält. Durch ein Nadelventil kann das zu untersuchende Gas in den Raum über der Pumpe eingeführt werden, von wo es über die Kapillare in das Getter fließt. Aus den beiden mit den Ionisationsmanometern gemessenen Drucken p_p und p_g und aus der Strömungsleitfähigkeit F der Kapillare kann dann die Gettergeschwindigkeit gemäß der Formel

$$G = F \frac{p_p - p_g}{p_g} \tag{7}$$

berechnet werden¹.

Die Leitfähigkeit F der Kapillare kann nach der von KNUDSEN angegebenen Formel ermittelt werden. Normalerweise wurde eine Kapillare von 2 mm innerem Durchmesser und 40 mm Länge benutzt, für die experimentell eine Leitfähigkeit von 18,8 cm³/sec (für Stickstoff) bestimmt wurde.

Die für die Messungen benutzten Ionisationsmanometer waren nach Vorschlag von METSON [9] mit Bremszylindern versehen. Der negativ geladene Bremszylinder verhindert, daß aus dem Ionenauffänger Photoelektronen austreten können, die durch von der Anode kommende Röntgenstrahlen ausgelöst werden. Hierdurch wird eine Empfindlichkeitsgrenze von 10⁻⁹ mm Hg ermöglicht. Nach dem Zusammenbau der beiden Manometer und der Kapillare wurde die gesamte Anordnung der in der Hochvakuumtechnik üblichen Behandlung unterworfen (Ausheizen und Glühen der Metallteile durch Wirbelstromerhitzung und Elektronenbombardement).

Zur Auswertung der Ergebnisse wurde, wie Abb. 2 zeigt, der über dem Getter gemessene Druck p_g als Funktion des über der Pumpe gemessenen Druckes p_p aufgetragen. Im allgemeinen wurde in doppelt logarithmischer Darstellung eine unter einem Winkel von etwa 45° verlaufende Gerade erhalten. Hieraus folgt, daß die durch das Verhältnis p_p/p_g gegebene Gettergeschwindigkeit vom Druck nahezu unabhängig ist.

Das gleiche Verfahren kann zur Messung der Gasabgabegeschwindigkeit benutzt werden, wenn die Gasströmung in umgekehrter Richtung erfolgt. Hierzu wird das auf Gasabgabe zu untersuchende Einzelteil durch ein weites Verbindungsrohr mit dem Ionisationsmanometer IM II oben in Abb. 1 verbunden. Das von dem Einzelteil beim Erhitzen abgegebene Gas strömt dann von IM II nach IM I und die Gasabgabegeschwindigkeit ergibt sich aus der Beziehung

$$E = F (p_e - p_p) \tag{8}$$

(p_e der in IM II über dem Einzelteil gemessene Druck)

5. Anfangswerte der Gettergeschwindigkeit.

Die Argaben in Tabelle 1 beziehen sich nur auf den Wert der Gettergeschwindigkeit, der unmittelbar nach der Aktivierung des Getters gemessen wird. Die Änderung dieses Wertes mit der Zeit, während deren das Getter dem Gas ausgesetzt ist, wird in Abschnitt 7

¹ Die nach dieser Formel berechnete Gettergeschwindigkeit enthält als Korrektionsglied die Pumpgeschwindigkeit P des Ionisationsmanometers IM II. Bei den benutzten Manometern war $P \leq 10$ cm³/sec und konnte in den meisten Fällen vernachlässigt werden.

behandelt. Die Bezugstemperatur ist für Schichtgetter verhältnismäßig hoch gewählt worden, da diese Getter für die meisten Gase erst bei höheren Temperaturen optimal wirksam werden (vgl. Abschn. 11).

Für Sauerstoff und die sauerstoffhaltigen Gase werden sehr hohe Werte der Gettergeschwindigkeit erhalten. Das Verhältnis der Drucke an beiden Seiten der Kapillare nimmt hier zum Teil Werte von über 100 an.

Ein Vergleich zwischen Verdampfungs- und Schichtgettern zeigt, daß, auf die Flächeneinheit bezogen, die Gettergeschwindigkeit der Schichtgetter (des Thoriums) höher ist. Der Grund hierfür ist wahrscheinlich darin zu suchen, daß die Schichtgetter, infolge ihrer Herstellung aus einem Metallpulver, bei gleicher geometrischer Oberfläche eine größere adsorbierende Oberfläche besitzen.

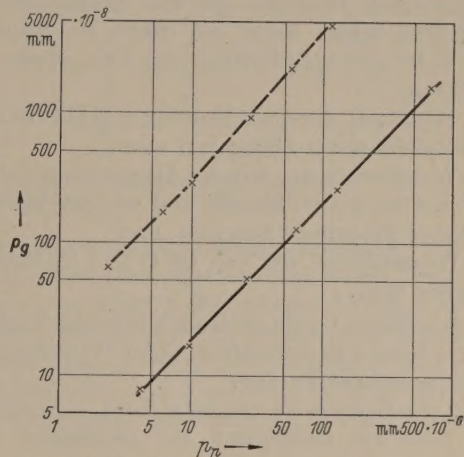


Abb. 2. Druck über einem Bariumgetter in Abhängigkeit vom Druck über der Pumpe (gemessen in Versuchsanordnung nach Abb. 1).
 — — — Stickstoff, $G = 50$ cm³/sec. — Sauerstoff, $G = 950$ cm³/sec.

6. Kurzer Abriß unserer Kenntnisse über Gasabgabe.

Die in Tabelle 1 angegebenen Werte der Gettergeschwindigkeit werden nur dann von praktischem Nutzen sein, wenn sie mit entsprechenden Zahlenwerten für die Gasabgabe kombiniert werden können. Um zum Beispiel nach Gl. (6) den Druck zu berechnen, muß man neben der Gettergeschwindigkeit auch noch die Gasabgabegeschwindigkeit kennen. Ein kurzer Abriß unserer Kenntnisse solcher Gasabgabewerte wird daher für das Verständnis der weiteren Ausführungen über Getter von Nutzen sein. Dieser Abriß wird sich auf drei verschiedene Punkte beziehen, auf die in Röhren vorhandenen Gasarten, auf die von Einzelteilen abgegebenen Gasmengen und auf die zu erwartenden Gasabgabegeschwindigkeiten.

Die Analyse der in Röhren vorhandenen Restgase ist ein Thema, das im Augenblick stark bearbeitet

Tabelle 1. Anfangswerte der Gettergeschwindigkeit für verschiedene Getter und Gase, gemessen im Druckbereich zwischen 10⁻⁸ und 10⁻⁵ mm Hg (in cm³/sec).

Eigenschaften des Getters				Gettergeschwindigkeit					
Typ	Werkstoff	Fläche cm ²	Temperatur °K	Sauerstoff	Kohlenmonoxyd	Kohlendioxyd	Wasserdampf	Wasserstoff	Stickstoff
Verdampfung	Barium	10	325	1000	2500	3000	1000	100	100
	Magnesium	10	325	150	—	—	—	—	—
Schicht	Thorium	4	950	1500	2500	3000	350	75	35

wird. Neue Verfahren, das Hochfrequenz-Massenspektrometer [2] und das Omegatron [12] sind im Laufe der letzten Jahre angegeben worden, und diese werden eine größere Empfindlichkeit und Genauigkeit möglich machen. Über die Hauptbestandteile des Restgases in Röhren scheint jedoch bereits jetzt Übereinstimmung zu bestehen (vgl. [17]). Diese Hauptbestandteile sind

a) Sauerstoff, der z. B. von der Zersetzung dünner auf der Oberfläche der Einzelteile gebildeter Oxydschichten herrühren kann,

b) Kohlenmonoxyd, das nach SMITHELLS und RANSLEY [11] von Nickelteilen auf Grund einer Reaktion zwischen im Nickel enthaltenen Kohlenstoff und Sauerstoff abgegeben wird,

c) Kohlendioxyd, das bei der üblichen Herstellung von Oxydkathoden aus Erdalkalikarbonaten entsteht und das durch Reaktion mit den Einzelteilen Oberflächenfilme bilden kann, die später im Betrieb der Röhre unter erneuter Bildung von CO_2 wieder zerfallen können,

d) Stickstoff, der nach NORTON und MARSHALL [10] von Molybdänteilen abgegeben wird,

e) Wasserstoff, der von der Herstellung der für die Einzelteile benutzten Metalle und von der Vorbehandlung dieser Einzelteile herrührt, und

f) Wasserdampf, der von Glas- und Glimmerteilchen abgegeben wird.

Neben diesen Gasen muß noch mit dem Vorhandensein von Kohlenwasserstoffen, Chlor [7] und Schwefeloxiden gerechnet werden.

Von der Getterseite aus betrachtet, sind diejenigen dieser Gase am wichtigsten, die schädigend auf die Kathode der zu untersuchenden Röhre einwirken. Der Druck dieser schädlichen Gase muß auf ein Niveau, das so niedrig wie möglich ist, reduziert werden, während ein gewisser Restdruck eines Gases, das die Kathode nicht schädigt, zu keinerlei Bedenken Anlaß gibt. Kürzliche Untersuchungen des Verfassers [18] haben gezeigt, daß Oxydkathoden durch Sauerstoff, die beiden Kohlenoxyde und Chlor am stärksten in ihrer Wirksamkeit beeinträchtigt werden.

Eine Übersicht der zu erwartenden Gasmengen ist von DUSHMAN [3] gegeben worden. Je nach der Vorbehandlung schwankt die von 1 g Nickel abgegebenen Gesamtmenge zwischen 0,1 und 0,03 cm^3 (bei 0°C und 760 mm). Wenn wir als Einzelteil z. B. ein Gitter einer Verstärkerröhre betrachten, das zwei aus Nickel bestehende Strebendrähte von 0,8 mm Durchmesser und 20 mm Länge besitzt, so ist das Gewicht dieser Drähte $\approx 0,2\text{ g}$. Infolgedessen wird die von diesem Gitter abgegebene Gasmenge zwischen 0,02 und 0,006 cm^3 oder zwischen 15 und 0,45 μ liegen. Diese Gasmenge wird wahrscheinlich größtenteils aus Kohlenmonoxyd bestehen.

Die soeben berechneten Werte beziehen sich auf den Zustand, in dem die Einzelteile sich vor dem Einbau in die Röhre befinden. Während der anschließenden Behandlung des Röhrenaufbaus kann der Gasinhalt der Einzelteile erheblich vermehrt werden, z. B. durch Oxydation während des Einschmelzens in den Glaskolben oder durch Bildung von Karbonatfilmen auf der Oberfläche der Einzelteile während der Zersetzung der Oxydkathode. Es sei darauf hingewiesen, daß bereits sehr dünne derartige Oberflächenfilme den Gasinhalt der betreffenden Einzelteile beträchtlich

erhöhen können. Eine einfache Rechnung [17] zeigt, daß ein Film von einer Dicke von nur 80 \AA -Einheiten oder ungefähr 20 Atomschichten einer Gasmenge von 1 μ entspricht.

Was schließlich die Gasabgabegeschwindigkeit anbelangt, so können nur sehr wenige Werte hierfür in der Literatur gefunden werden. Das in Abschnitt 6 besprochene, vom Verfasser angegebene Strömungsverfahren ist wegen seiner Empfindlichkeit zur Messung dieser Geschwindigkeit besonders geeignet. Eine Empfindlichkeitsgrenze von $10^{-6}\text{ l}/\text{sec}$ kann ohne Schwierigkeit erreicht werden.

Die für Nickeldrähte bisher gemessenen Werte liegen bei einer Temperatur von 1200°K zwischen 5×10^{-2} und $5 \times 10^{-5}\text{ l}/\text{sec cm}^2$. Da das weiter oben angeführte Gitter eine Oberfläche von 1 cm^2 besitzt, so gelten die angegebenen Werte auch für dieses Gitter. Die Temperaturabhängigkeit der Gasabgabegeschwindigkeit von Nickel ist nach SMITHELLS und RANSLEY [11] durch eine Exponentialfunktion $\exp(-20\,000/T)$ bestimmt. Mit Hilfe dieser Funktion kann man berechnen, daß die Gasabgabegeschwindigkeit des obigen Gitters bei 750°K zwischen 5×10^{-6} und $5 \times 10^{-9}\text{ l}/\text{sec}$ liegen wird.

7. Die Gettergeschwindigkeits-Zeitkurve für Bariumgetter.

Die soeben abgeleiteten Werte für die Gasabgabegeschwindigkeit können nun mit denen für die Gettergeschwindigkeit in Tabelle 1 kombiniert werden. Eine Anwendung von Gl. (6) zeigt dann, daß bei einer Gasabgabegeschwindigkeit von $10^{-6}\text{ l}/\text{sec}$ und einer Gettergeschwindigkeit von $1\text{ l}/\text{sec}$ der Gasdruck in der Röhre $10^{-6}\text{ mm Hg} = 10^{-9}\text{ mm Hg}$ betragen wird. Ein solcher Gasdruck ist gering genug, um Schädigungen der Kathode weitgehend auszuschließen. Die Frage, die sich nun erhebt, ist jedoch, wie lange eine Gettergeschwindigkeit von $1\text{ l}/\text{sec}$ aufrecht erhalten werden kann, wenn das Getter dem Angriff von Gas ausgesetzt wird. Angenommen, die Gettergeschwindigkeit würde unter diesem Angriff auf $1\text{ cm}^3/\text{sec}$ fallen, so würde diesem Abfall ein Anstieg des Druckes auf 10^{-6} mm entsprechen, und damit würde ein Wert erreicht werden, bei dem die Kathode bereits stark geschädigt werden kann [18].

Der Abfall der Gettergeschwindigkeit während des Angriffs durch Gas ist wegen seiner praktischen Bedeutung eingehend untersucht worden. Das benutzte Verfahren besteht darin, daß der Druck p_g über der Pumpe (vgl. Abb. 1) durch geeignete Einstellung des Nadelventils auf einem konstanten Wert gehalten wird. Mit fallender Gettergeschwindigkeit steigt dann der Druck p_g über dem Getter und durch Messung dieses Druckes in Abhängigkeit von der Zeit und Berechnung der Gettergeschwindigkeit G werden Gettergeschwindigkeits-Zeitkurven erhalten, wie sie in Abb. 2 dargestellt worden sind.

Die so aufgenommenen Kurven veranschaulichen nicht nur die Abhängigkeit der Gettergeschwindigkeit G von der Zeit, sondern auch von der vom Getter aufgenommenen Gasmenge C , vorausgesetzt, daß G groß ist im Vergleich zur Leitfähigkeit F der Kapillare. Kombiniert man nämlich die Gl. (2) und (7), so erhält man unter der Annahme $G \gg F$ oder, was dem gleichkommt, $p_p \gg p_g$ für C die angenähert gültige Beziehung

$$C \approx F p_p t. \quad (9)$$

Da außerdem $p_p = \text{const}$, so wächst also bei der Aufnahme der Gettergeschwindigkeits-Zeitkurven in der oben geschilderten Weise die aufgenommene Gasmenge C linear mit der Zeit.

Bei der Messung dieser Kurven konnten zwei Gruppen von Gasen unterschieden werden, die gegenüber Bariumgettern ein sehr verschiedenes Verhalten zeigen. Der Hauptvertreter der ersten Gruppe ist Sauerstoff. Wie aus Abb. 3 zu ersehen ist, nimmt die Gettergeschwindigkeit beim Angriff von Sauerstoff zuerst gar nicht und dann nur sehr langsam ab. Während des Angriffs durch dieses Gas beobachtet man, daß der Getterniederschlag, vom Rande aus beginnend, langsam aufgezehrt wird. Das zu Anfang metallische Aussehen des Niederschlags geht in ein trübes Weiß über, was offenbar ein Anzeichen dafür ist, daß das Bariummetall allmählich in Bariumoxyd überführt wird.

Hauptvertreter der zweiten Gruppe sind Kohlenmonoxyd (vgl. Abb. 3) und Kohlendioxyd. Bei den Gasen dieser Gruppe wird von Anfang an ein starker Fall der Gettergeschwindigkeit beobachtet, so daß unter den gewählten Bedingungen bereits nach wenigen Minuten praktisch der Wert Null erreicht wird. Das am Anfang vorhandene metallische Aussehen des Getters ändert sich während dieses Abfalls in keiner Weise.

Die während dieses Abfalls aufgenommene Gasmenge, d. h. die Kapazität des Getters für Kohlenmonoxyd, kann mit Hilfe von Gl. (9) berechnet werden. Mit einer für den Abfall benötigten Zeit $t = t_g = 4 \text{ min}$ und $p_p = 4 \times 10^{-4} \text{ mm}$ wird $C \approx 2 \text{ lu}$ erhalten.

Wir erinnern uns nun, daß die in einem Gitter enthaltene Gasmenge bis zu 15 lu betragen kann (vgl. Abschnitt 6) und daß der größte Teil hiervon wahrscheinlich Kohlenmonoxyd ist. Wenn man zuläßt, daß all dieses Gas oder ein beträchtlicher Teil hiervon vom Getter aufgenommen wird, so wird also die schließlich vorhandene Gettergeschwindigkeit sehr klein und inolgedessen der Druck in der Röhre hoch sein. Betrachtet man weiterhin, daß der so verursachte unwirksame Zustand des Getters an dessen Aussehen nicht festgestellt werden kann, so erkennt man die Notwendigkeit von Maßnahmen, durch die das Eintreten dieses Zustandes von vornherein verhindert wird. Derartige Maßnahmen müssen darin bestehen, daß die entgasende Vorbehandlung der Einzelteile und die Größe und Kapazität des Getters in geeigneter Weise aufeinander abgestimmt werden.

Das verschiedene Verhalten von Bariumgettern gegenüber dem Angriff der Kohlenoxyde einerseits und von Sauerstoff andererseits kann durch die Annahme erklärt werden, daß im ersteren Fall während des Angriffs der Gase ein schützender Oberflächenfilm auf dem Getter gebildet wird, durch den weiterer Angriff unmöglich gemacht wird, während im zweiten Fall ein solcher Schutzfilm nicht entsteht. Das Fehlen dieses Films im Falle des Sauerstoffs wird verständlich, wenn man das Atomvolumen des Bariums ($38,2 \text{ cm}^3$) mit dem Molvolumen des Bariumoxyds ($25,4 \text{ cm}^3$) vergleicht. Da der zweite Wert kleiner ist als der erste, nimmt eine gewisse Menge Barium nach der Oxydation einen kleineren Raum als vorher ein. Infolgedessen wird eine sich bildende Oxydhaut aufreißen und eine Schutzwirkung gegenüber weiterem Angriff von Gas ist nicht vorhanden.

Beim Angriff der Kohlenoxyde werden die Verhältnisse wahrscheinlich umgekehrt liegen, was aller-

dings auf direktem Wege erst bewiesen werden kann, wenn die Struktur des Reaktionsprodukts mit dem Barium ermittelt worden ist. Jedoch kann das Vorhandensein eines Schutzfilms in diesem Falle auch indirekt aus einer Reihe von weiteren Beobachtungen gefolgert werden [17]. Erstens ist die Gestalt der Gettergeschwindigkeits-Zeitkurve weitgehend von der

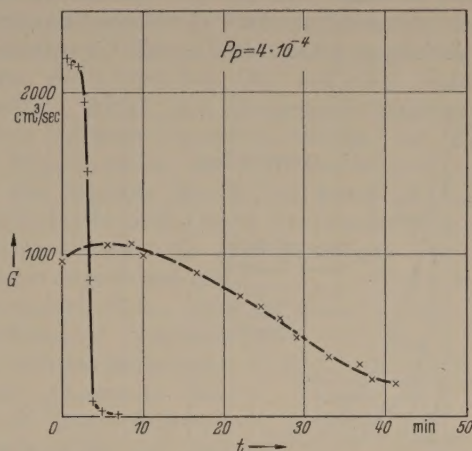


Abb. 3. Gettergeschwindigkeits-Zeitkurven für Bariumgetter. (Getterfläche 8 cm^2). — Kohlenoxyd. — — — Sauerstoff.

Struktur des Getterniederschlags abhängig. Wird z. B. ein sehr poröser Getterniederschlag durch Verdampfen in Argon von einigen Millimetern Druck nach dem Verfahren von EHRKE und SLACK [4] hergestellt, so wächst die Zeit, in der die Gettergeschwindigkeit auf nahezu Null fällt, von 5 auf etwa 40 min. Der Grund hierfür dürfte sein, daß durch die starke Porosität der

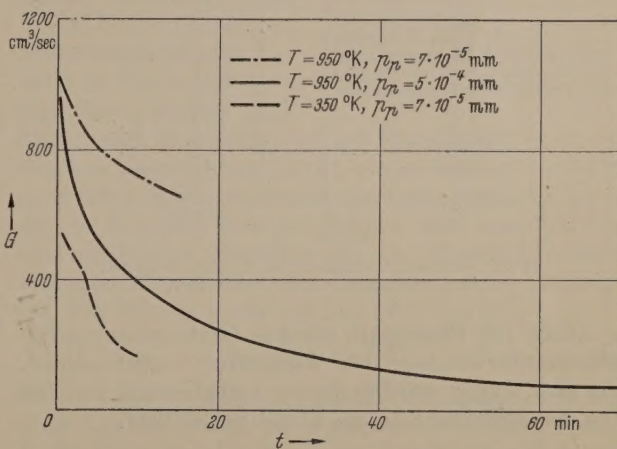


Abb. 4. Gettergeschwindigkeits-Zeitkurven für Thorium-Sauerstoff (Getterfläche 4 cm^2).

Unterlage die Entstehung eines homogenen Schutzfilms verhindert wird.

Zweitens kann das Getter nach dem Abfall der Gettergeschwindigkeit auf nahezu Null durch Erhitzen zu einem gewissen Grade regeneriert werden (vgl. Tabelle 3). Die Erklärung hierfür ist, daß bei der erhöhten Temperatur das den Schutzfilm aufbauende Material zum Teil nach innen diffundiert und so die Oberfläche für eine erneute Reaktion mit dem Gas frei macht.

Drittens verliert ein Getter, das dem Angriff von Kohlenoxyden ausgesetzt ist, nicht nur seine Wirksamkeit für diese Gase sondern auch die für Sauerstoff. Die Schutzfilmhypothese erklärt auch diese Beobachtung, die im übrigen die Bedeutung des Schutzfilms

für die Verwendung von Gettern in der Praxis noch unterstreicht.

8. Die Gettergeschwindigkeits-Zeitkurve für Thoriumgetter.

Die Gettergeschwindigkeits-Zeitkurve des Systems Thorium-Sauerstoff ist, wie ein Vergleich zwischen Abb. 3 und 4 zeigt, von der des Systems Barium-Sauerstoff verschieden. Die Gettergeschwindigkeit fällt von Anfang an jedoch nicht so steil wie im System Ba-CO.

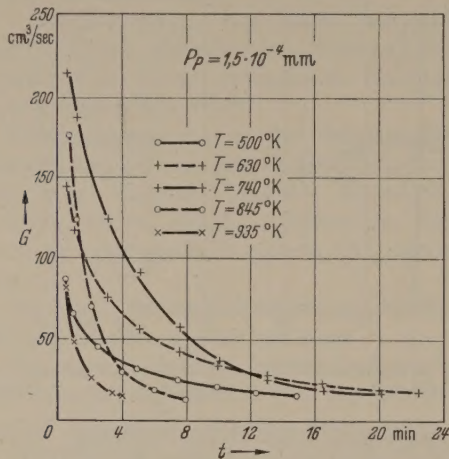


Abb. 5. Gettergeschwindigkeits-Zeitkurven für Thorium-Wasserstoff (Getterfläche 4 cm²).

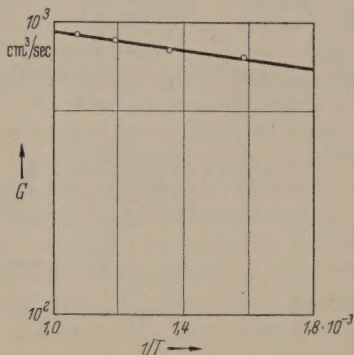


Abb. 6. Gettergeschwindigkeit für Thorium-Sauerstoff in Abhängigkeit von der Temperatur.

Außer für Sauerstoff wurden Gettergeschwindigkeits-Zeitkurven noch für Wasserstoff aufgenommen. Wie Abb. 5 zeigt, wird in diesem Fall ebenfalls von Beginn der Messungen an ein Abfall beobachtet.

9. Temperaturabhängigkeit der Gettergeschwindigkeit.

Eine Änderung der Getterttemperatur kann sich auf zwei verschiedene Weisen äußern, einmal in einer Änderung des Anfangswertes der Gettergeschwindigkeit und zweitens in einer Änderung der Gettergeschwindigkeits-Zeitkurve.

Die Temperaturabhängigkeit des Anfangswertes ist durch eine Exponentialfunktion

$$G = B e^{-A/RT} \tag{10}$$

bestimmt, in der A als Aktivierungsenergie des Gettervorganges bezeichnet wird (vgl. z. B. Ulich [12a]). Die für diese Aktivierungsenergie bisher gemessenen Werte sind in Tabelle 2 angegeben. Für Bariumgetter im Bereich zwischen 300 und 500° K ist die Temperaturabhängigkeit kleiner als die bei der Messung der Getter-

geschwindigkeit erreichbare Meßgenauigkeit, so daß nur ein oberer Grenzwert der Aktivierungsenergie angegeben werden kann. Die Temperaturabhängigkeit der Gettergeschwindigkeit im System Th-O₂ ist etwas größer und ist in Abb. 6 graphisch dargestellt worden.

Tabelle 2. Temperaturabhängigkeit der Gettergeschwindigkeit und Aktivierungsenergie.

Getter	Gas	Temperaturbereich °K	Temperaturabhängigkeit	Aktivierungsenergie kcal/Mol.
Ba	CO	325—500	< 10%	< 0.2
Ba	CO₂	325—500	< 10%	< 0.2
Ba	O₂	325—500	< 4%	< 0.1
Th	O₂	630—950	20%	0.75

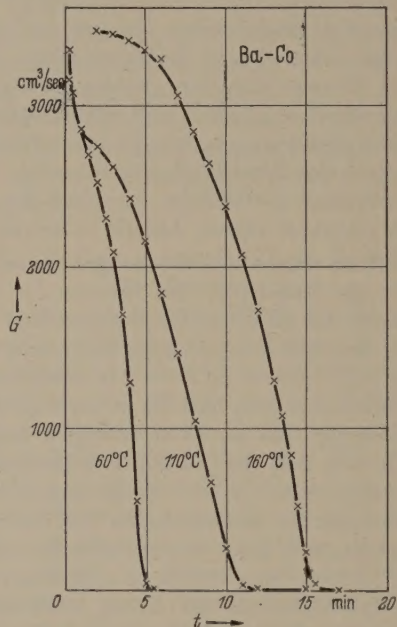


Abb. 7. Gettergeschwindigkeits-Zeitkurven für Barium-Kohlenoxyd bei verschiedenen Getterttemperaturen. (Getterfläche 8 cm²).

Im Gegensatz zum Anfangswert wird die Gettergeschwindigkeits-Zeitkurve in starkem Maße durch die Temperatur beeinflusst. Im System Ba-CO zum Beispiel (vgl. Abb. 7) nimmt die für den Abfall der Gettergeschwindigkeit auf Null erforderliche Zeit durch Erhöhung der Temperatur um 100° von 5 auf 15 Minuten zu. Ähnlich sind die Verhältnisse im System Th-O₂, in dem eine Erhöhung der Temperatur ebenfalls eine starke Verzögerung im Abfall der Gettergeschwindigkeit bewirkt (vgl. die gestrichelte und die strichpunktierete Kurve von Abb. 4).

Dieses Ergebnis veranschaulicht die Bedeutung, die die Getterttemperatur für die Wirksamkeit des Getters in der Praxis besitzt. Außerdem stützt es weiterhin die im Abschnitt 7 entwickelte Schutzfilmhypothese, denn mit wachsender Temperatur wird die Diffusion durch einen solchen Film zunehmen und dessen Schutzwirkung daher geringer werden.

Ein von den übrigen Systemen abweichendes Ergebnis wird im System Thorium-Wasserstoff erhalten. Wie Abb. 5 zeigt, nehmen in diesem System sowohl der Anfangswert der Gettergeschwindigkeit als auch die für den Abfall der Gettergeschwindigkeit erforderliche Zeit bei einer Temperatur von etwa 750° K Maximalwerte an (vgl. Abschnitt 11).

10. Reversible und irreversible Gettervorgänge.

Die Frage, ob der Gettervorgang reversibel oder irreversibel ist, ist sowohl für die praktische Verwendung der Getter als auch für das theoretische Verständnis der Gettervorgänge von einiger Bedeutung. Zur Untersuchung der Reversibilität wurde das Getter zunächst für eine gewisse Zeit t_g einem Gasdruck p_g ausgesetzt, dann anschließend das Gas abgepumpt und die Temperatur des Getters erhöht. Etwaiges auf Grund der erhöhten Temperatur vom Getter wieder abgegebenes Gas kann dann in der gleichen Weise wie bei anderen Einzelteilen durch Messung der beiden Drucke p_g und p_p als Funktion der Zeit (vgl. Abschnitt 4) ermittelt werden. Für die in der Zeit t_r abgegebene Gasmenge erhält man durch Kombination von Gl. (1) und (2) für ($p_g = p_p$):

$$Q = F \int_0^{t_r} (p_g - p_p) dt \quad (11)$$

oder für $p_g \gg p_p$

$$Q = F \int_0^{t_r} p_g dt. \quad (11a)$$

Das Verhältnis dieser abgegebenen zur vorher aufgenommenen Gasmenge C , die aus (9) erhalten wird, gibt ein Maß für die Reversibilität des Gettervorganges. Wir bezeichnen dieses Verhältnis als Reversibilitätskoeffizienten

$$R = \frac{Q}{C}. \quad (12)$$

Tabelle 3. Reversibilitätskoeffizienten R für verschiedene Getter und Gase.

Getter	Gas	Temperatur des Getters		R
		während des Getterns °K	während Entgasung °K	
Ba	O ₂	235	bis 475	0,004
	CO	325	575	0,0003
	CO ₂	325	550	0,002
Th	O ₂	350	1200	0,005
		950	1200	0,0004
	CO ₂	350	1200	0,003
	H ₂	350	1200	1,0

Abb. 8 veranschaulicht das Meßverfahren für das System Ba-CO. Die obere Kurve gibt die Geschwindigkeit mit der das Gas während des Gettervorganges aufgenommen (sorbiert) wird (die aufgetragene Geschwindigkeit ist gleich dem Produkt von Gettergeschwindigkeit und Druck), während die untere Kurve die Geschwindigkeit angibt, mit der das Gas anschließend wieder abgegeben (desorbiert) wird. Eine meßbare Gasabgabegeschwindigkeit wird nur während einer sehr kurzen Zeit erhalten, und es ist anzunehmen, daß der größte Teil hiervon von anderen Teilen der Versuchsröhre herrührt, die gleichzeitig mit erhitzt werden. Mittelwerte der bisher gemessenen Werte von R sind in Tabelle 3 angegeben worden. In den meisten bisher untersuchten Getter-Gas-Systemen ist praktisch vollkommene Reversibilität vorhanden. Die einzige Ausnahme bildet das System

Thorium-Wasserstoff, das hundertprozentig reversibel ist.

Bei den irreversiblen Systemen muß man annehmen, daß der Gettervorgang ein chemischer ist, der im erreichbaren Temperaturgebiet nicht wieder rückgängig gemacht werden kann. Ein solcher Vorgang wird, wenn er auf einer Adsorption von Gasteilchen beruht, bekanntlich als Chemosorption bezeichnet.

Trotz der Irreversibilität kann das Getter nach erfolgter Aufnahme von Gas und dem dadurch verursachten Abfall der Gettergeschwindigkeit in gewissem Umfange regeneriert werden. Die Möglichkeit der Regenerierung durch Wärmebehandlung wurde für das System Ba-CO in Abschnitt 7 erwähnt. Tabelle 4 gibt Zahlenwerte für dieses System und für Thorium-Sauerstoff. Die Messungen im letzteren System zeigen, daß die Regenerierbarkeit mit zunehmender während des Getterns aufgenommener Gasmenge abnimmt. Dieses Ergebnis bestätigt die im Abschnitt 7 gemachte Annahme, daß die Regenerierung durch die Diffusion von aufgenommenen Gasteilchen nach dem Inneren der Getterschicht und eine dadurch hervorgerufene Freimachung der Oberfläche verursacht wird.

Im System Thorium-Wasserstoff ist nach Tabelle 3 hundertprozentige Reversibilität und damit auch hundertprozentige Regenerierbarkeit vorhanden. Dieses System stellt, wie an anderer Stelle [16] eingehend diskutiert wurde, ein Lösungsgleichgewicht dar, in dem der Wasserstoffdruck über dem Thorium eine eindeutige Funktion der im Thorium gelösten Wasserstoffmenge und der Temperatur des Thoriums ist. Für Drucke unterhalb von 10^{-5} mm ist

$$p_{H_2} = K q e^{H/RT}, \quad (13)$$

worin q die im Thorium gelöste Gasmenge in $\mu\text{g}/\text{mg}$, H die Lösungswärme des Wasserstoffs im Thorium und R die allgemeine Gaskonstante bezeichnet. K ist eine Stoffkonstante, und zwar $K \approx 2 \times 10^3 \text{ mg/l}$; der Zahlenwert von H ist $H \approx -13,5 \text{ kcal/Mol}$.

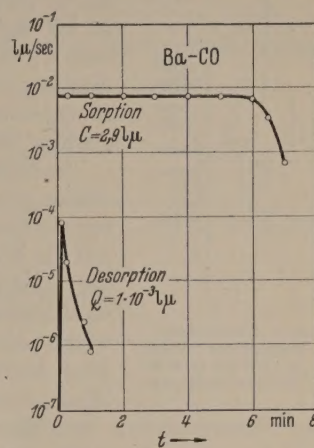


Abb. 8. Vergleich der Geschwindigkeiten, mit denen Kohlenoxyd vom Bariumgetter bei 340° K aufgenommen (sorbiert) und beim Erhitzen auf 675° K wieder abgegeben (desorbiert) wird.

Tabelle 4. Regenerierung von Gettern durch Wärmebehandlung.

Getter	Gas	Gettervorgang		Wärmebehandlung		Gettergeschwindigkeit		
		Temperatur	aufgenommene Gasmenge*	Temperatur	Zeit	vor dem Gettern	nach dem Gettern	nach der Wärmebehandlung
		°K	μ	°K	min	cm^3/sec	cm^3/sec	cm^3/sec
Ba	CO	540		575	10	3100	30	2500
Th	O ₂	350	0,7	1200	5	560	100	580
		950	1,1	1200	5	1015	660	1030
		950	17	1200	5	1030	280	650
		950	21	1200	5	650	100	100

* für 10 mg Th auf 4 cm².

11. Getterkapazitäten.

Die Kapazität eines Getters kann aus den Gettergeschwindigkeits-Zeitkurven ermittelt werden. Durch Kombination von Gl. (2) und (7) erhält man

$$C = F \int_0^t (p_p - p_g) dt \tag{14}$$

oder

$$C = F \int_0^t p_p \left(\frac{G}{G + F} \right) dt. \tag{15}$$

Die Integrationsgrenze t muß streng genommen bis zu dem Augenblick erstreckt werden, in dem die Gettergeschwindigkeit gleich Null, d. h. $p_g = p_p$ wird. Wenn man den gegen Ende der Messung erhaltenen Schwanz der Gettergeschwindigkeits-Zeitkurve (vgl. Abb. 4) vernachlässigt, so ist bei großen Anfangswerten von G , $G \gg F$. Unter dieser Bedingung ergibt sich dann aus (15) für $p_p = \text{const}$ die näherungsweise gültige Gl. (9).

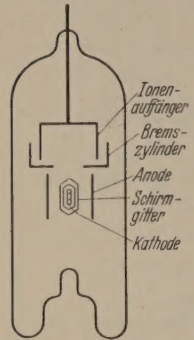


Abb. 9. Versuchsröhre zur Messung von Drucken bis zu 10⁻⁸ mm in Elektronenröhrensystemen.

Tabelle 5 gibt eine Zusammenstellung von bisher bekannten Werten der Getterkapazität. Diese sind auf die Flächeneinheit bezogen, da bei niedrigen Temperaturen die Getterfläche und nicht das Gewicht die Kapazität bestimmt. Man sieht, daß bei oder nahe Zimmertemperatur die Kapazität von Bariumgettern erheblich höher ist, als die der Schichtgetter. Eine Überlegenheit der Schichtgetter macht sich erst bei ziemlich hohen Temperaturen (gegen 1000° K) bemerkbar. Diese Überlegenheit ist wahrscheinlich auf die bei Schichtgettern anwendbaren größeren Schichtdicken zurückzuführen (vgl. Spalte 3 in Tabelle 5, die das Schichtgewicht per Flächeneinheit angibt). Bei höheren Temperaturen werden die tiefer liegenden Bezirke der Schicht infolge zunehmender Diffusion erreichbar.

Die Kapazitätswerte sind zu einem gewissen Grade von dem am Ende der Messung vorhandenen Druck

Tabelle 5. Getterkapazitäten für verschiedene Getter und Gase (in μcm^3).

Eigenschaften des Getters					Getterkapazität				
Typ	Werkstoff	Schichtgewicht	Enddruck während der Messung	Temperatur	O ₂	CO	CO ₂	H ₂	N ₂
		mg/cm ²	mm Hg	°K					
Verdampfung	Ba	≈ 0.1	≈ 10 ⁻⁴	325	2,5	0,25	0,5	—	0,5
				375	—	0,5	—	—	—
				425	—	0,75	—	—	—
Schicht	Th	2,5	≈ 10 ⁻⁴	350	0,2	—	—	0,04	—
				500	—	—	—	0,27	—
				630	—	—	—	0,53	—
				740	—	—	—	0,50	—
				950	6,5	—	—	0,08	—
	Zr*	4	1 × 10 ⁻³	300	1,5	0.0	0,0	0,36	—
				625	—	—	—	53	—
				675	8,0	—	—	—	—
				775	—	1,7	2,3	—	3,4
				1075	—	14,6	12,2	—	5,8

* gemessen von GULDNER und WOOTEN [6].

über dem Getter abhängig. Diese Abhängigkeit ist besonders ausgeprägt bei den reversibelen Systemen Thorium- und Zirkon-Wasserstoff. Ein großer Teil des Unterschiedes zwischen den Kapazitätswerten dieser beiden Systeme in Tabelle V ist daher auf den verschiedenen, bei den betreffenden Messungen vorhandenen Enddruck zurückzuführen.

Die Kapazität der Schichtgetter für Wasserstoff besitzt in einem bestimmten Temperaturbereich ein ausgesprochenes Maximum. Oberhalb dieses Maximums nimmt die im Getter gelöste Wasserstoffmenge entsprechend Gl. (13) mit zunehmender Temperatur

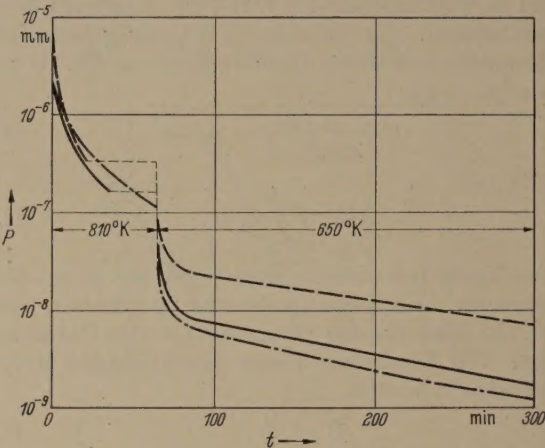


Abb. 10. Druckverlauf in Röhren mit Bariumgettern.

ab (für $p = \text{const}$), während unterhalb des Maximums infolge der abnehmenden Diffusion ein immer gering werdender nahe der Oberfläche liegender Teil der Getterschicht am Gettervorgang teilnimmt.

12. Bei der praktischen Anwendung erzielte Drucke.

Zum Studium der bei der praktischen Verwendung erzielbaren Drucke wurde die in Abb. 9 abgebildete Ionisationsmanometer-Röhre benutzt, die eine Kombination zwischen einer Tetrode und einem Bremszylinder-Ionisationsmanometer darstellt. Die betreffenden Röhren wurden in der üblichen Weise gepumpt (vgl. Abschn. 4) und dann von der Pumpe abgezogen. Anschließend wurden zunächst die Anoden durch verstärktes Elektronenbombardement einer weiteren Entgasung bei einer Temperatur von etwa 800° K unterzogen. Die endgültige Anodentemperatur während des normalen Betriebs der Röhre betrug 650° K.

Abb. 10 zeigt Druck-Zeitkurven, die an Röhren gemessen wurden, welche gleichzeitig ein Bariumgetter auf dem Glaskolben und ein Thoriumgetter auf der Innenseite der Anode enthielten. Der während und nach der Entgasung beobachtete Abfall des Drucks ist nach Gl. (6) durch die Abnahme der Gasabgabegeschwindigkeit E der Röhrenteile bestimmt. Die Kurven zeigen, in welchem Maße ein durch längere Entgasungsbehandlung erzielter niedrigerer Wert von E sich anschließend an die Entgasung in einem

prechend niedrigerem Druck auswirkt. Die Empfindlichkeitsgrenze des Ionisationsmanometers von 10^{-9} mm wird unter den gewählten Bedingungen in wenigen Stunden erreicht.

Ein interessantes Ergebnis wurde in Röhren erhalten, die zwar das Thoriumgetter, aber kein Bariumgetter enthielten. Wird dann eine gewisse Menge Wasserstoff im Thorium gelöst belassen, so bildet sich in der Röhre eine Wasserstoffatmosphäre aus, deren Druck durch Gl. (13) bestimmter Druck über einen Zeitraum von mehreren tausend Stunden nahezu unverändert bleibt [17]. Die Kurven T II und T III in Abb. 11 veranschaulichen dieses. Die im Thoriumgetter belassene Wasserstoffmenge wächst in der Reihenfolge I—T III, und dementsprechend wächst auch der Wasserstoffdruck von einem nicht mehr meßbaren Wert auf ungefähr 10^{-6} mm.

Es wurde festgestellt, daß eine derartige Wasserstoffatmosphäre durch ihre reduzierende Wirkung das Wachstum des Zwischenschichtwiderstandes von oxydkathoden weitgehend verringern kann [15, 17].

13. Schlußfolgerungen.

Ein leistungsfähiges Getter muß sowohl eine hohe anfängliche Gettergeschwindigkeit als auch eine lange Halbwertszeit, innerhalb deren die Gettergeschwindigkeit auf Null fällt, besitzen. Beide Eigenschaften können aus der in Abschnitt 7 beschriebenen Gettergeschwindigkeits-Zeitkurve ersehen werden. Der Abfall der Gettergeschwindigkeit wird durch die Schutzschicht, die während des Gasangriffs an der Getteroberfläche gebildet wird, stark beschleunigt. Um die Bildung der Schutzschicht zu verhindern oder um ihre Wirkung zu reduzieren, kann man drei verschiedene Wege einschlagen. Erstens kann man nach Kombinationen suchen, für die das Atomvolumen des Gettermetalls größer ist als das Molvolumen des Reaktionsprodukts mit dem aufzunehmenden Gas (vgl. Abschn. 7). Zweitens kann man versuchen, die Struktur des Getters so zu ändern, daß eine erhöhte Diffusion durch die Schutzschicht möglich wird und drittens kann man die Temperatur des Getters erhöhen, vorausgesetzt, daß dieser Maßnahme nicht andere Gesichtspunkte, wie z. B. die Verdampfung des Gettermetalls, entgegenstehen.

Die hier beschriebenen Messungen sind nur an einigen wenigen Systemen Getter-Gas durchgeführt worden, und eine Untersuchung weiterer Systeme würde sicherlich weitere für Praxis und theoretisches Verständnis bedeutsame Ergebnisse liefern. Fernerhin ist es wünschenswert, daß die Messungen auf noch niedrigere Drucke erstreckt werden, was durch Verwendung des von ALPERT [1] angegebenen Ionisationsmanometers mit drahtförmigem Ionenauffänger möglich ist. Derartige Untersuchungen könnten die Frage klären, wie weit die Wirkung des Getters durch den Dissoziationsdruck des Reaktionsproduktes mit dem Gas begrenzt ist. Bei den bisher benutzten Drucken sind keine Anzeichen für eine solche Begrenzung gefunden worden.

Anschließend sei nochmals betont, daß Werte, die die Leistungsfähigkeit von Gettern angeben, weit vorteilhafter verwendet werden können, wenn man sie mit entsprechenden Werten über die Gasabgabe von Röhreneinzelteilen kombinieren kann. Gleichzeitig mit der weiteren Erforschung der Getter sollten daher unsere

bisher geringen Kenntnisse über Gasabgabegeschwindigkeiten vertieft werden. Der Zeitpunkt dürfte dann nicht fern sein, an dem die Erreichung des für den Betrieb erforderlichen Mindestdrucks in Elektronenröhren nicht mehr der Empirik überlassen zu werden braucht, sondern genau so berechnet werden kann, wie es in anderen Zweigen der Technik üblich ist.

Zusammenfassung.

Es wird gezeigt, daß der Druck in einer von der Pumpe abgeschmolzenen Röhre durch das Verhältnis zweier Geschwindigkeiten, der Gettergeschwindigkeit und der Gasabgabegeschwindigkeit, bestimmt ist. Ein Verfahren wird beschrieben, das zur Messung dieser beiden Geschwindigkeiten bei sehr niedrigen Drucken benutzt werden kann. Für verschiedene Systeme von Gettern und Gasen werden Gettergeschwindigkeits-Zeitkurven gemessen, aus deren Gestalt die Wirksamkeit des Getters beurteilt wird. Extremfälle solcher

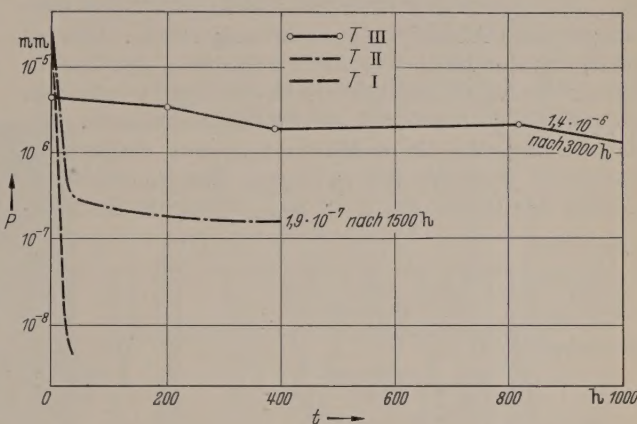


Abb. 11. Druckverlauf in Röhren mit Thoriumgettern.

Kurven werden erhalten für das System Barium-Sauerstoff einerseits, bei dem die Gettergeschwindigkeit während der Gaseinwirkung nur langsam abfällt, und für Barium-Kohlenoxyd andererseits bei dem ein sehr steiler Abfall beobachtet wird. Der steile Abfall wird durch die Ausbildung einer aus dem Reaktionsprodukt zwischen Getter und Gas bestehenden Schutzschicht an der Oberfläche des Getters erklärt. Die Gestalt der Gettergeschwindigkeits-Zeitkurven kann durch die Struktur und die Temperatur der Getterschicht in starkem Maße beeinflusst werden.

Es wird festgestellt, daß von den untersuchten Systemen Ba-O₂, Ba-Co, Ba-CO₂, Th-O₂ und Th-CO₂ irreversibel sind, während Th-H₂ reversibel ist. Es wird hieraus gefolgert, daß in den ersteren Systemen Chemosorption stattfindet, während im letzteren ein Lösungsgleichgewicht zwischen den beiden Partnern vorhanden ist.

Die in Elektronenröhren mit Gettern erzielbaren Drucke werden gemessen, wobei durch Verwendung von Bariumgettern die Empfindlichkeitsgrenze des benutzten Ionisationsmanometers von 10^{-9} mm Hg ohne Schwierigkeiten erreicht wird.

Literatur. [1] ALPERT, D.: J. appl. Physics **24**, 860 (1953). — [2] BENNET, W. H.: J. appl. Physics **21**, 143 (1950). — [3] DUSHMAN, S.: Scientific Foundations of Vacuum Technique, New York, London 1949, S. 632, 636. — [4] EHRKE, L. F. u. C. M. SLACK: J. appl. Physics **11**, 129 (1940). — [5] ESPE, W., M. KNOLL, M. P. WILDER: Electronics **23**, 80 (1950). — [6]

GULDNER, W. G. u. L. A. WOOTEN: Trans. Electrochem. Soc. 93, 223 (1948). — [7] HAMAKER, H. C., H. BRUINING u. A. H. W. ATEN: Philips Res. Rep. 2, 171 (1947). — [8] KNUDSEN, M.: Ann. d. Physik 28, 75 (1909). — [9] METSON, G. H.: Brit. J. appl. Physics 2, 46 (1951). — [10] NORTON, F. J. u. A. L. MARSHALL: Amer. Inst. Mining Met. Engrs. 156, 351 (1944). — [11] SMITHELLS, C. J. u. C. E. RANSLEY: Proc. Roy Soc. 155, 195 (1936). — [12] SOMMER, H., H. A. THOMAS u. J. A. HIPPLE: Physic. Rev. 82, 697 (1951). — [12a] ULICH, H.: Kurzes Lehrbuch der physikalischen Chemie, Steinkopf, Dresden 1948,

S. 208. — [13] WAGENER, S.: Brit. J. appl. Physics 1, (1950); 2, 132 (1951). — [14] WAGENER, S.: Proc. I. E. E. 99, 135 (1952). — [15] WAGENER, S.: Research 5, 355 (1952). — [16] WAGENER, S.: Proc. Phys. Soc. B 64, 400 (1953). — WAGENER, S.: Vacuum, im Druck. — [18] WAGENER, S.: P. Phys. Soc., im Druck.

Kemet Company, Cleveland/Ohio.

Dr. SIEGFRIED WAGENER,

1612 Lauderdale Ave., Lakewood 7/Ohio U

Elektronenoptische Linsenraster-Systeme und ihre Anwendung für Elektronenbildspeich

Von MAX KNOLL.

Mit 10 Textabbildungen.

(Eingegangen am 21. Februar 1954.)

1. Problemstellung.

Zur Vergrößerung, Verkleinerung oder Verstärkung ausgedehnter Elektronenbilder werden bekanntlich in den entsprechenden Bildröhren elektrostatische oder magnetische Abbildungssysteme angewandt. Hierbei muß, um die Bildfehler klein zu halten, der Durchmesser der Abbildungssysteme in der Regel mindestens doppelt so groß sein als der Strahldurchmesser. Die daraus folgende Unhandlichkeit solcher elektronenoptischen Systeme bei größeren Elektronenbildern scheint der Grund dafür zu sein, warum Elektronen-

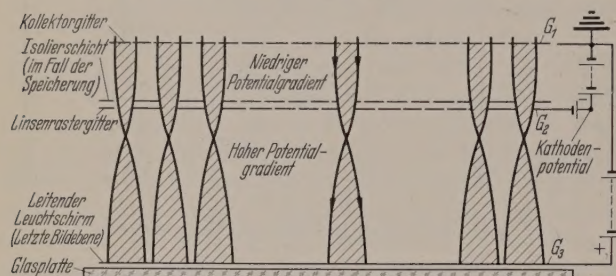


Abb. 1. Elektronenoptisches Linsenraster-System zur Bildverstärkung, Bildintegrierung oder Bildspeicherung (Prinzip).

bildröhren bisher nur für relativ kleine Strahldurchmesser gebaut wurden, und große Elektronenbilder, wie etwa in der Fernseh-Bildröhre, vorwiegend¹ durch Ablenkung enger Kathodenstrahlbündel erzeugt worden sind.

In dieser Arbeit wird zur Verstärkung großer Elektronenbilder ein neues Prinzip vorgeschlagen: Anstelle eines „großen“ Abbildungssystems wird ein zweidimensionales Raster aus vielen kleinen identischen elektrostatischen Elektronenlinsen verwendet. Diese werden erzeugt durch ebenso viele Gitteröffnungen, und jede dieser Linsen fokussiert höchstens ein Gegenstandselement² in der Bildfläche. Dies bedeutet eine Beschränkung auf den Abbildungsmaßstab 1, und auf das Auflösungsvermögen des Rastergitters; es entsteht eine große Zahl kurzer, paralleler „Elementar-bündel“, deren Einzelbahnen sich unter einem relativ kleinen Winkel kreuzen.

¹ Eine Ausnahme bilden stark vergrößernde Elektronengeräte wie etwa das Elektronenmikroskop, weil dort meist Linsenpositionen am Orte kleiner Strahldurchmesser möglich sind.

² Als Gegenstandselement kann ein Element der Rastergitterfläche aufgefaßt werden, welches einem Bildelement des zu verstärkenden Bildes entspricht. Der Durchmesser eines solchen Gegenstandselements mag also einen oder mehrere Abstände der Rastergitterdrähte betragen.

Ein brauchbares elektronenoptisches System dieser Art besteht z. B. aus drei planparallelen Elektroden, in welche das zu verstärkende Elektronenbündel ser-recht eintritt (Abb. 1): Einem Raumladungsgitter, das die Dichte der Elektronenraumladung vor dem Linsenrastergitter regelt und bei speichernden Bildverstärkern gleichzeitig als Sammelgitter für Schreibstrahl-Sekundärelektronen und als Reflektorgitter für positive Ionen aus dem Ablenkraum dient (100 bis 1000 Volt positiv gegen die Bildstromkathode); einem Linsenrastergitter (nahezu auf dem Potential der Bildstromkathode oder schwach negativ gegen diese, um störende Sekundäremissionsströme zur Leuchtschirmanode und (bei speichernden Bildverstärkern) eine Landung von Bildelektronen auf der Speicherschicht zu vermeiden), und schließlich einer zur Betrachtung des verstärkten Elektronenbildes dienenden Leuchtschirmanode (500 bis 20 000 Volt positiv gegen die Bildstromkathode).

Wie unten gezeigt wird, muß, um im Arbeitsbereich möglichst enge Elementarstrahlbündel und damit gute Auflösung zu erhalten, der Feldgradient E_{21} zwischen Linsenraster und Raumladungsgitter sehr viel kleiner sein als der Feldgradient $-E_{23}$ zwischen Linsenraster und Leuchtschirmanode ($E_{23}/E_{21} \approx 5$ bis 10^3); ferner darf für gute Halbtönwiedergabe der Gitterlochradien bzw. der Abstand der Gitterdrähte voneinander (oder ihre Breite) nur um einen geringen Betrag variieren und ihr Abstand von der Leuchtschirmanode mit weitgehend konstant sein [1]. Entsprechend den Potentialen von Raumladungsgitter und Linsenraster können praktisch keine Sekundärelektronen zur Leuchtschirmanode gelangen mit Ausnahme der schnellen Bildelektronen, die an der Leuchtschirmanode selbst gestreut und dann auf diese zurückreflektiert werden. Der Name „Linsenraster-System“ wurde gewählt im Hinblick auf die Analogie zu den bekannten lichtoptischen Linsenrasterfilmen der Farbphotographie; man kann solche Linsenraster-Systeme als Bildverstärker¹ ansehen, wenn die Gesamtenergie der Bildelektronen an der Leuchtschirmanode wesentlich größer ist als die der in das System ein-tretenden Bildelektronen.

Derartige Zweigitter-Bildverstärker scheinen für Kathodenstrahlröhren mit Nachbeschleunigung im-

¹ Das Wort „Bildverstärker“ umfaßt nach dieser Definition also auch Verstärkungsanordnungen für Elektronen- oder Ladungsbilder, und nicht nur solche für flächenhafte Leuchtdichtenkonfigurationen, wie sie z. B. von E. FENNEL und O. SCHOTT (Z. ang. Physik 6 (1954) S. 88) als Bildverstärker definiert werden.

nn besser geeignet als die einfacheren Eingitterordnungen mit positiver Gitterspannung, wenn deren Auflösungsvermögen und Kontrast durch amter auslöste Sekundärelektronen begrenzt ist¹. Neben ermöglichen solche Zweigitter-Bildverstärker mit elektronenoptischen Linsenrastern die Herstellung besonders einfacher speichernder oder integrierender Kathodenstrahloszillographen oder Bildreißeröhren: Wird nämlich das metallische Rastergitter auf einer Seite mit einer Isolierschicht überzogen, so kann es einmalige elektrische Ladungsbilder speichern, die durch einen zweiten „schreibenden“ Kathodenstrahl mit geringer Energie aufgebracht werden, und damit — gleichzeitig oder nacheinander als „speicherndes Steuergitter“ den um einige Zehnerpotenzen stärkeren Strom eines nach Abb. 1 den ganzen Bildquerschnitt erfüllenden oder abtastenden Kathodenstrahlbündels für eine

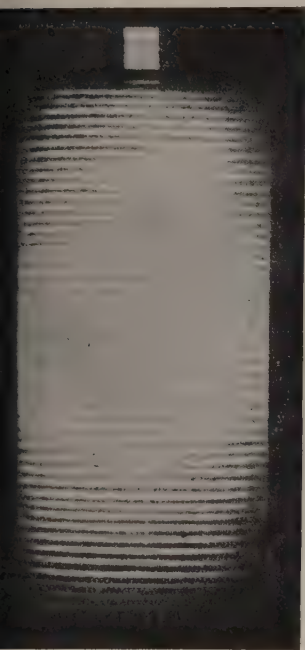


Abb. 2. Elektronenoptische Linsenrasterbilder. a) Strichraster, erhalten durch gewinkelte Gitterdrähte einer Triode (beobachtet mit schlecht wärmeleitender Anode); b) Punktraster, erhalten durch Maschengitter (elektronenmikroskopisch beobachtet).

raume Zeit modulieren². Die elektronenoptische Gegenstandsfläche (meist identisch mit der Fläche des Linsenrastergitters) wird dabei wie bei den genannten nicht speichernden Linsenraster-Systemen in die Bildfläche (meist identisch mit der Fläche der Leuchtschirmanode) im Maßstab 1:1 scharf

¹ Dies scheint z. B. der Fall bei dem von L. S. ALLARD an ideal post deflection accelerator cathode ray tube“: Electronic Engineer 22 (Nov. 1950) S. 461), pessimistisch beurteilten Eingitter-Nachbeschleuniger, der aus einem zum Leuchtschirm planparallelen, positiven Gitter besteht. Ersetzt man das dort verwendete unregelmäßige und grobschichtige Gitter durch ein solches mit Linsenrasterseigenschaften, und verwendet man einen vorbeschleunigten Kathodenstrahl mit genügend niedriger Voltenergie (< 1000 Volt), erhält man auch mit einem solchen Eingitter-Bildverstärker ein für viele Fälle ausreichendes Auflösungsvermögen. Bei stört der wesentlich geringere Bildkontrast insbesondere nicht, wo eine Halbtonwiedergabe im Elektronenbild notwendig ist. Die elektronenoptischen Bedingungen für Strahlbündelung entsprechen dann denjenigen im positiven Gitterspannungsbereich der Triode (rechter Teil von Abb. 3). Über die Brennweite vgl. Gl. (10).

² Es handelt sich also beim speichernden Linsenraster nicht mehr um eine optische Abbildung durch die Elektrolinsen, sondern um die elektrische Abbildung eines Ladungsbildes durch deren Gitterspannungsmodulation.

„abgebildet“ unter Wegfall der sonst nötigen umfangreichen Bildwandleroptik.

2. Frühere Untersuchungen über die elektronenoptischen Eigenschaften von Linsenrastern.

Die Bedingungen für die Entstehung elektronenoptischer Linien- und Punktrasterbilder an Gittern sind wegen ihrer Bedeutung für Strahlverstärkerröhren (Trioden und Tetroden) schon in frühen elektronenoptischen Arbeiten untersucht worden. Es wurde gefunden, daß ein Wendeldrahtgitter oder ein ebenes Maschengitter zwischen einer Elektronenquelle und einer Anode im Gitter-Anodenraum ein wohl definiertes elektronenoptisches Strich- oder Punktraster erzeugen kann. Als Beispiel ist in Abb. 2a ein Strichraster wiedergegeben, das durch partielle Erhitzung einer schlecht wärmeleitenden Molybdänanode sichtbar gemacht wurde [2], und in Abb. 2b ein durch ein gewebtes Maschengitter erhaltenes, elektronenmikroskopisch beobachtetes Punktraster [3].

Auch durch graphische Bahnbestimmung in Trioden konnte gezeigt werden, daß in einem bestimmten Gitterspannungsbereich in der Nähe des Kathodenpotentials eine Trennung be-

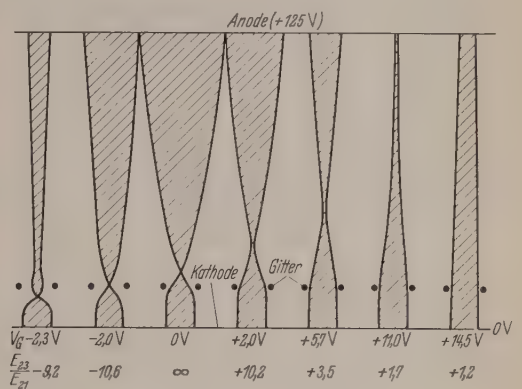


Abb. 3. Gestalt der Elektronenstrahlbündel einer Triode bei verschiedenen Feldgradientenverhältnissen — E_{23}/E_{21} .

nachbarter Anodenstromstrahlbündel gut möglich ist (Abb. 3). Man erkennt aus dieser Figur, daß beim Verschwinden des Gradienten E_{21} der Anodenquerschnitt der Strahlbündel ein Maximum aufweist, und daß diese sowohl für niedrige positive wie für niedrige negative Werte von E_{21} enger werden. Für zunehmend positive Gitterpotentiale ist dies aus der zunehmenden Brennweite der Rasterlinsen verständlich. Für zunehmend negative Gitterpotentiale dagegen, wo der Kreuzungspunkt der achsenfernen Strahlen näher an die Rasterebene herandrückt, sollte man annehmen, daß auch der Anodenquerschnitt der Strahlbündel größer wird. Wegen der dort eintretenden irisblendenartigen „Verengung“ der Linsenrasteröffnungen durch negative Äquipotentiallinien ist aber tatsächlich das Umgekehrte der Fall.

Die Strahlbündelung im vorwiegend positiven Gitterspannungsbereich (entsprechend — E_{21} ¹ ist in

¹ Negativ, da definitionsgemäß $E = -dV/ds$. Die folgenden Überlegungen sind zwar typisch für Trioden (Abb. 3), gelten aber sinngemäß auch für Raumladungsgittersysteme nach Abb. 1.

zwischen vielfach zur Herabsetzung des Gitterstroms und der Gitter-Sekundäremission sowie zur Erhöhung der Raumladungsdichte in Verstärker- und Senderöhren angewandt worden [2, 4]; für bildverstärkende, speichernde Linsenrastersysteme dagegen ist häufig der negative Gitterspannungsbereich (entsprechend $+E_{21}$) vorteilhafter, weil dann ein Landen des zu modulierenden Anodenstromes (Bildstromes) am Rastergitter verhindert wird. Ein solches unerwünschtes Landen von Strahlelektronen ist weniger kritisch bei Nachbeschleunigungssystemen mit metallischem Rastergitter, solange die bei positiver Gitterspannung ausgelösten Sekundärelektronen keine wesentliche Kontrast- und Auflösungs-minderung im Anodenbild bewirken. Es ist dagegen kritisch bei Bildverstärkern mit Speichergitter, da dort alle landenden „Leselektronen“ einen Abbau des von den „Schreibelektronen“ aufgebauten, gespeicherten Ladungsbildes bewirken.

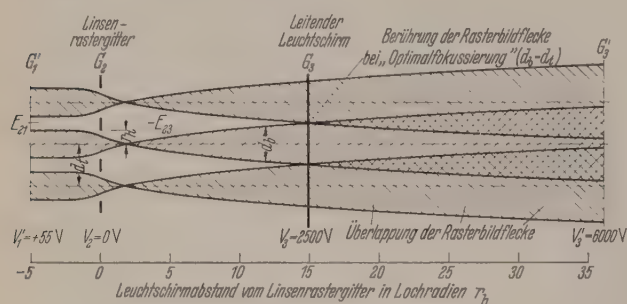


Abb. 4. Elektronenstrahlbündel in einem Linsenraster-System ($-E_{23}/E_{21}=15$; $V_2=0$). Gilt für alle Linsenraster gleicher Elektrodengeometrie mit den angegebenen Spannungen V_2 und V_3 , oder für ein bestimmtes Linsenraster mit proportional ab- oder zunehmenden Spannungen V_2 und V_3 .

3. Bedingungen für eine der Rastergitterkonstante nahekommende Bildauflösung.

Die Auflösung des verstärkten Elektronenbildes kann offenbar die des Rastergitters nicht unterschreiten, also nicht kleiner sein als der Abstand zweier Gitterdrähte. Sofern keine anderen Faktoren (wie z. B. der Fleckdurchmesser des schreibenden Elektronenstrahles) die Auflösung begrenzen, ist also zu fordern, daß der Durchmesser der Elementarbündel in der Anodenfläche nicht größer sei als die Gitterkonstante. Es sollen zunächst die sich daraus ergebenden elektronenoptischen Verhältnisse diskutiert werden.

Das elektrische Feld um runde und rechteckige Öffnungen ist von GLASER und HENNEBERG [5] für Verhältnisse der Feldstärken auf beiden Seiten der Öffnung von $E_{23}/E_{21} \approx 3$ bis 150 berechnet und dargestellt worden. Sein Verlauf entlang der Symmetrieachse einer runden Öffnung folgt der Beziehung [6]:

$$\Phi\left(\frac{z}{R}\right) = V_2 - R \left(\frac{E_{21} + E_{23}}{2} \right) \frac{z}{R} + R \left(\frac{E_{21} - E_{23}}{\pi} \right) \left(\frac{z}{R} \tan^{-1} \left(\frac{z}{R} \right) + 1 \right), \quad (1)$$

worin $\Phi\left(\frac{z}{R}\right)$ das Potential entlang der Achse in einer Entfernung $\left(\frac{z}{R}\right)$ von der Ebene einer Lochscheibe mit dem Radius R und dem Potential V_2 bedeutet.

Das Minimum (den Sattelpunkt) des Potentials entlang der Achse findet man durch Differentiation dieser

Gleichung:

$$\frac{d\Phi}{d\left(\frac{z}{R}\right)} = R \left(\frac{E_{21} + E_{23}}{2} \right) + R \left(\frac{E_{21} - E_{23}}{\pi} \right) \left(-\frac{z}{R} \frac{1}{1 + \left(\frac{z}{R}\right)^2} + \tan^{-1} \left(\frac{z}{R} \right) \right) = 0.$$

Für $-E_{23}/E_{21} = 15$, und $V_2 = 0$ Volt folgt z. B. aus für das Sattelpotential: $z/R = 1,22$; $\Phi = 22,5$ Volt.

Die entsprechenden Elektronenbahnen erhält man durch numerische Integration der Bahngleichung für paraxiale Strahlen¹

$$q'' = -\frac{3}{16} \left(\frac{\Phi}{R} \right)^2 \cdot q, \quad \text{wo} \quad q = r \cdot \Phi^{1/4}.$$

Abb. 4 zeigt einige derartige Bahnen² für ein Rastergitter von 40 Drähten pro cm, $-E_{23}/E_{21} = 15$, und zwei verschiedene Abstände einer ebenen Leuchtschirmanode. Die Rastergitterspannung V_2 ist dabei gleich 0 gewählt, entsprechend dem Maximalstrom einer im negativen V_2 -Bereich verlaufenden Lesestromcharakteristik. Die in Abb. 4 gezeichneten Strahlbündel entsprechen also hellen Stellen eines verstärkten Elektronenbildes, während die Halbtöne durch engere Strahlbündel erzeugt sind.

Wie man sieht, ist unter diesen Umständen die Fokusebene nur etwa einen Lochdurchmesser entfernt von der Rastergitterachse; andererseits liegt die Hauptebene der Elementarlinsen etwa 2,3 Lochradien entfernt von dieser auf der Kathodenseite, wie sich aus dem Tangentenschnitt der berechneten Elektronenbahnen ergibt.

Abb. 4 zeigt weiterhin den Grad der Überschneidung der Elementarbündel. Für das hier vorausgesetzte Feldstärkenverhältnis tritt eine Berührung der Rasterbildflecke in einer Entfernung von 15 Lochradien von der Rastergitterebene ein, und in einer Abstand von 30 Lochradien nähert sich der Strahlbündelradius der Rastergitterkonstante. In allen Fällen, wo, z. B. aus mechanischen Gründen, der Drahtabstand des Rastergitters nicht kleiner gewählt werden kann als der Durchmesser des schreibenden Elektronenstrahles³, leidet dann die Auflösung für die hellen Bildtöne.

Um die Betrachtung zu vereinfachen, sei im Folgenden angenommen, daß die Auflösung nur durch das Rastergitter begrenzt sei. Der Strahlverlauf für helle Bildelemente bei Berührung der Rasterbildflecke auf der Leuchtschirmanode sei als „Optimalfokussierung“ bezeichnet im Hinblick darauf, daß bei gleichem Strahlverlauf kürzere Abstände der Leuchtschirmanode vom Rastergitter die Auflösung nicht verbessern, während größere Abstände aus Isolationsgründen meist erwünscht sind. In Abb. 4 ist der Leuchtschirm in diese „Ebene optimaler Fokussierung“ G_3 einge-

¹ Vgl. z. B. V. K. ZWORYKIN u.a. [6], S. 402, Gl. (12, 11).

² Berechnet und gezeichnet von H. BORKAN.

³ In diesem Falle darf die Überlappung der Elementarbündel den Durchmesser des schreibenden Elektronenstrahles in der Linsenrasterfläche nur um einen geringen Betrag, z. B. 10%, vergrößern. Dies führt bei den zur Zeit herstellbaren feinsten Rastergittern zu der Bedingung, daß die Strahlbündelradien in der Leuchtschirmfläche kleiner sein müssen als der Gitterdrahtabstand, also nur wenig größer als in der Ebene G_3 in Abb. 4.

zeichnet, welche 15 Lochradien oder (im Fall eines Linsenrasters von 40 Drähten/cm) etwa 1,1—1,5 mm vom Rastergitter entfernt liegt.

Wie aus den unten erwähnten Ähnlichkeitsgesetzen folgt, ist der Strahlverlauf für die der Bahnberechnung zugrundegelegten Elektrodenpotentiale ($V_1' = 55$ V; $V_2 = 0$ V; $V_3 = 2500$ V) der gleiche wie für proportional vergrößerte oder verkleinerte Elektrodenpotentiale (z. B. $V_1 = 110$ V; $V_2 = 0$ V; $V_3 = 5000$ V). Da unfokussierte Leuchtschirmströme („Leseströme“) von der Größenordnung 0,1—1 mA/cm² leicht herzustellen sind, genügen im allgemeinen 10³ bis 10⁴ Volt für sehr helle Bilder. Sind wegen Isolationsschwierigkeiten größere Leuchtschirmabstände erwünscht, so ist in vielen Fällen durch passende Wahl der Rastergitterspannung bzw. des Speichergittergradienten¹ die Herstellung engerer Elementarstrahlbündel (als der in Abb. 4 gezeichneten) möglich.

4. Optimale Fokussierungsbereiche bei negativen und positiven Linsenrasterpotentials.

Ist die Form der Linsenraster-Strahlbündel für eine bestimmte geometrische Anordnung der Elektroden und bestimmte Elektrodenpotentiale bekannt, so kann nach den elektronenoptischen Ähnlichkeitsgesetzen die Optimalfokussierung für alle geometrisch ähnlichen Strahlbündel verschiedener Linsenraster-Systeme angegeben werden. Diese bekannten Ähnlichkeitsgesetze sagen aus, daß die Elektronenbahnen in einem elektrostatischen System bei konstanten Elektrodenpotentials an dessen geometrischer Vergrößerung oder Verkleinerung teilnehmen, als ob sie ein Teil des Systems wären; und daß sie in demselben elektrostatischen System bei verschiedenen Elektrodenpotentials gleich bleiben, wenn diese letzteren sämtlich proportional zu- oder abnehmen. Alle Elektrodenpotentials sind dabei auf die Kathode bezogen, entsprechen also V_1 , V_2 und V_3 in Abb. 4. Wenn demnach in einem Linsenraster-System mit bestimmter Elektroden-geometrie optimale Fokussierung bei bestimmten Elektrodenpotentials V_1 , V_2 und V_3 beobachtet wurde, so sollte diese Bedingung z. B. auch für andere Anodenpotentials V_3 gelten, vorausgesetzt, daß

$$V_1 : V_2 : V_3 = K_1 : K_2 : 1 \quad (4)$$

und daher

$$V_3 : V_1 = 1 : K_1 \quad (5)$$

und

$$V_3 : V_2 = 1 : K_2, \quad (6)$$

wo K_1 und K_2 Konstanten sind.

Eine experimentelle Prüfung dieser Beziehung kann für $V_2 < 0$ durch mikroskopische Beobachtung der Berührung der „Lesestromflecke“ auf dem Leuchtschirm für mindestens zwei Spannungsverhältnisse (5) und (6) erfolgen. Damit sind K_1 und K_2 bekannt und es ist möglich, beliebig viele zusammengehörige Werte für V_1 , V_2 und V_3 anzugeben, welche dieselben Elementarstrahlbündel und damit die gleiche optimale Fokussierung aufweisen. Eine übersichtliche graphische

¹ Falls bei Speichergittern die durch das Doppelpotential an Metallträger und Speicherfläche hervorgerufene Feldstärke in den Linsenrasteröffnungen größer ist als die von der Leuchtschirmanode hervorgerufene Feldstärke, so genügt für den Strahlverlauf die Eingitterbetrachtung nicht mehr. Der Speichergitterteil des Linsenraster-Systems muß dann als eine Anordnung von Doppel-Lochscheibenlinsen aufgefaßt werden.

Darstellung ergibt sich, wenn man die so gefundenen zusammengehörigen Fokussierungswerte von V_2 in Abhängigkeit von V_3 mit V_3/V_1 oder E_{23}/E_{21} als Parameter¹ aufträgt. Dabei ist zu erwarten, daß jede V_2/V_3 -Gerade für verschiedene Feldstärken E_{23}/E_{21} eine verschiedene Neigung hat, und daß sich alle diese Geraden im Nullpunkt ($V_3 = 0$; $V_2 = 0$) schneiden.

In Abb. 5 sind demgemäß die mit der mikroskopischen beobachteten Strahlbündelberührung korrespondierenden Elektrodenpotentials eines typischen Bildverstärkers mit metallischem Linsenrastergitter (runde Öffnungen) in einem Diagramm dargestellt. Entsprechend der Erwartung findet man gerade Linien verschiedener Neigung für V_2 als Funktion von V_3 bei

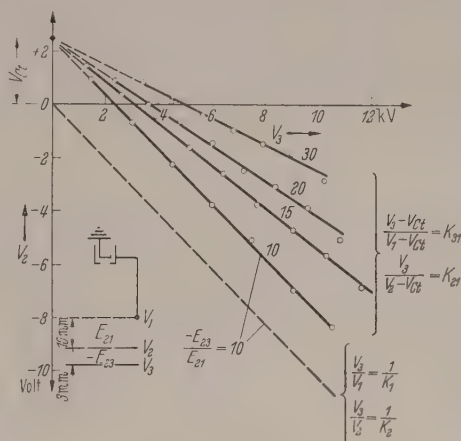


Abb. 5. Charakteristik für optimale Fokussierung (Berührung der Rasterbildflecke). Blankes Metall-Linsenraster mit 40 runden Öffnungen pro cm. Gestrichelte Linie ohne, ausgezogene Linien mit Berücksichtigung des Kontaktpotentials V_{ct} .

verschiedenen Gradientenverhältnissen ($-E_{23}/E_{21}$), die sich alle in einem Punkt schneiden. Dieser Punkt liegt jedoch nicht, wie die elektronenoptischen Ähnlichkeitsgesetze es verlangen, bei $V_3 = 0$; $V_2 = 0$, (gestrichelte Linie für $E_{23}/E_{21} = 10$), sondern bei $V_3 = 0$; $V_2 = +2,5$ V. Die Charakteristiken sind also parallel zu positiveren Werten von V_2 verschoben und zwar in einem Sinne, als ob sich auf dem metallischen Linsenrastergitter eine Oberflächen-Potentialschicht mit einem Potential von $-2,5$ V befände.

Wahrscheinlich² wird dieser Effekt durch das Kontaktpotential zwischen Rastergitter und Lesestromkathode hervorgerufen. Bei Verstärkerröhren ist das entsprechende Kontaktpotential bekanntlich gleich der Differenz der Austrittsarbeiten von Kathode und Steuergitter³. Bezeichnet man das experimentell gefundene Zusatzpotential mit V_{ct} , so kann die experimentell gefundene Kurvenschar in Abb. 5 durch die Beziehung dargestellt werden:

$$V_3/V_1 = 1/K_1^4, \quad (5)$$

$$V_3/(V_2 - V_{ct}) = K_{21} \quad (7)$$

¹ E_{23}/E_{21} (statt V_3/V_1) als Parameter ist in allen Fällen vorzuziehen, wo eine freie Wahl von V_1 (durch Abstandsänderung zwischen G_1 und G_2 , Abb. 1) erwünscht ist.

² Nach einem Vorschlag von E. G. RAMBERG.

³ Diese Differenz ergibt z. B. für ein Cu-Rastergitter ($\varphi = 4,1$ V) eines Bildstromverstärkers mit Ba-Oxydkathode etwa 3 Volt. Für genauere Bestimmungen ist insbesondere bei größeren Bildströmen der Potentialabfall an der Grenzfläche Oxyd-Kathodenmetall nicht zu vernachlässigen.

⁴ Genauer: $(V_3 - V_{ct})/(V_1 - V_{ct}) = K_{31}$. Gewöhnlich sind aber V_3 und $V_1 > 100$ Volt; V_{ct} ist dann vernachlässigbar.

oder, bezogen auf den verschobenen Nullpunkt:

$$\frac{V_2}{V_1} = \frac{1}{K_1 \cdot K_{21}} = K', \quad (8)$$

wobei V_2 stets negativ ist.

Außer der Verschiebung der V_2/V_3 -Kurven ergeben sich aus der Fokussierungscharakteristik und den elektronenoptischen Ähnlichkeitsgesetzen drei wesentliche Folgerungen für Systeme mit negativen Linsenrasteranspannungen:

a) Eine Trennung der Elementarbündel im Bildverstärker kann auch für hoch auflösende Rastergitter (Größenordnung 10^2 Bildpunkte pro lin cm) trotz deren kleiner Brennweite noch erhalten werden, und zwar bei Leuchtschirmspannungen und Leseströmen, die zur Erzeugung sehr heller Elektronenbilder ausreichen (Größenordnung 10^3 bis 10^4 Volt, 1 bis 10^2 mA.)

b) Die optimale Fokussierung erfordert in dem für helle Bilder wichtigen Bereich ($V_2 \approx 0$; V_3 von der Größenordnung 10^3 bis 10^4 Volt) ein mit V_3 steigendes hohes Gradientenverhältnis ($-E_{23}/E_{21}$).

c) Für ein System mit einem festen Spannungsverhältnis $\frac{V_2}{V_1}$ ist die optimale Fokussierung in erster Annäherung unabhängig von der Leuchtschirmanodenspannung V_3 .

d) Für Bildverstärker, bei denen ein bestimmtes Energieverhältnis der eintretenden zu den nachbeschleunigten Strahlelektronen angestrebt wird, ist durch die Wahl der gewünschten Anodenspannung V_3 und des gewünschten Feldstärkeverhältnisses ($-E_{23}/E_{21}$) die Rastergitterspannung V_2 für optimale Fokussierung festgelegt. Unabhängig davon kann aber die Spannung des Raumladegitters V_1 , und damit die Energie eines Kathodenstrahlbündels vor seinem Eintritt in das Linsenraster-System, durch Variation des Abstandes a zwischen Raumladungsgitter und Rastergitter noch weitgehend frei gewählt werden.

Während die oben diskutierten Fokussierungsbedingungen für negative¹ Spannungen des Linsenrastergitters hauptsächlich bei *speichernden* Bildverstärkern von Bedeutung sind, können bei nicht-speichernden Bildverstärkern genügend enge Strahlbündel auch, wie in Abschnitt 2 erwähnt, mit *positiven* Linsenrasteranspannungen erhalten werden. Diese Spannungen müssen allerdings niedrig genug sein, um auf der Leuchtschirmanode keine wesentliche Kontrastverminderung durch am Linsenraster ausgelöste Sekundärelektronen zu verursachen. Ist dabei $0 < V_2 < V_1$, so werden nicht nur die an G_1 , sondern auch viele der an der Vorderseite von G'_2 (Abb. 1) ausgelösten Sekundärelektronen unterdrückt. Bei dem in Abb. 5 skizzierten Bildverstärker (falls dieser ohne Speicherschicht benutzt wurde), trat daher eine wesentliche Kontrastverminderung erst bei positiven Linsenrasteranspannungen $V_2 \geq V_1$ ein ($V_1 = 1000$ Volt; $V_3 = 1000$ Volt); gleichzeitig wurde im Bereich ($0 < V_2 < V_1$) noch für $40 < V_2 < 400$ Volt gute Fokussierung beobachtet. Es liegt nahe anzunehmen, daß zu diesem Effekt auch die Vorfokussierung des Elektronenstrahls durch die Rasterlinsen beiträgt, bevor die Rasterebene erreicht, wodurch die Zahl der am

Linsenraster ausgelösten Sekundärelektronen weiter herabgesetzt wird.

Für solche *Zweigitter*-Bildverstärker mit positiven Linsenrasteranspannungen kann die Rasterlinsenbrennweite f_2 angenähert aus der DAVISSON-CALBICKSchen Beziehung [7] für die Lochblende

$$f_2 = \frac{4 V_2}{E_{21} - E_{23}} [\text{cm}] \quad (9)$$

$$E_{21} = \frac{V_1 - V_2}{d_1}; \quad E_{23} = \frac{V_2 - V_3}{d_2}$$

(Elektrodenabstände $d_1, d_2 \gg r_h$)

bestimmt werden, worin V_2 [V] die Linsenrasteranspannung gegen Kathode, und E_{21} bzw. E_{23} [V/cm] die durch die Elektrodenanspannungen ($V_1 - V_2$) und ($V_2 - V_3$) hervorgerufenen Feldstärken vor und hinter den Rasteröffnungen bedeuten (vgl. Skizze in Abb. 5). f ist bekanntlich stets kleiner als der Abstand des kleinsten Strahlquerschnitts vom Rastergitter, und daher erheblich kleiner als der Abstand der Ebene optimaler Fokussierung (G_3 in Abb. 4) von diesem.

Für den (kontrastärmeren) *Eingitter*-Bildverstärker ($E_{21} = 0$) ergibt sich aus (9) für die Brennweite beim Gitter-Leuchtschirmabstand d :

$$f_1 = \frac{4 V_2}{E_{23}} = \frac{4 V_2 \cdot d}{V_3 - V_2} [\text{cm}] \quad (10)$$

Hieraus folgt z. B., wenn für einen Oszillographen als Kompromiß zwischen hoher Ablenkempfindlichkeit und Auflösungsvermögen $f_1 = \frac{d}{5}$ gewählt wird:

$$V_3 - V_2 = 20 V_2; \quad V_3 = 21 V_2,$$

unabhängig von d und r_h , als optimale Fokussierungsbedingung.

5. Auflösungsvermögen.

Wegen der kurzen Länge der Elementarbündel und ihrer relativ kleinen Stromdichte ist das Auflösungsvermögen elektronenoptischer Linsenraster-Systeme im allgemeinen nicht durch die Raumladung begrenzt, wie bei den relativ langen Strahlbündeln, die man zum (zeitlich nacheinander erfolgenden) punktwisen Aufbau heller Elektronenbilder z. B. in Fernsehröhren benötigt. Es wird jedoch (außer durch den Brennfleckdurchmesser des „schreibenden“ Elektronenstrahls) durch mindestens drei andere Ursachen eingeschränkt und zwar:

a) Durch die Linsenrasterkonstante. Dabei ist zu erwarten, daß die tatsächlich erreichbare Auflösung um einen „Streu faktor“ f_s größer, also ungünstiger ist als die Rasterkonstante. Die bisher beobachteten Werte für f_s liegen bei 1,6.

b) Durch den im Hinblick auf mechanische oder dielektrische Festigkeit noch zulässigen Mindestabstand zwischen Leuchtschirmanode und Rastergitter, von dem die Realisierbarkeit der optimalen Fokussierung abhängt (vgl. Abschnitt 3).

c) Durch die elektronenoptischen Eigenschaften speichernder Doppelpotentialschichten, welche die Apertur der Einzelstrahlbündel vergrößern oder verkleinern können.

Die unter a) genannte Linsenrasterkonstante ist gegenwärtig für die feinsten geätzten oder elektrolytisch erzeugten, genügend großen (> 10 cm) Maschengitter von der Größenordnung 10^{-3} cm; ähnliches gilt für gespannte Paralleldrahtgitter. Da diese Werte die

¹ Vom Nullpunkt der *verschobenen* Charakteristik in Abb. 5 gerechnet.

. B. für Fernsbilder nötige Auflösung bereits um ein Mehrfaches übertreffen, ist die durch (a) gegebene Begrenzung praktisch nur für Bildpunktzahlen $> 10^6$ zu berücksichtigen. Analoges gilt von den unter (b) und (c) angegebenen Begrenzungen. Für höhere Bildpunktzahlen liegen noch nicht genügend Erfahrungen vor.

6. Anwendungen der Linsenrastersysteme.

Einfache Überlegungen an Hand von Abb. 4 oder 5 zeigen, daß für gewöhnliche Oszillographen- und Bildschreibröhren mit nur einem Strahlbündel Bildver-

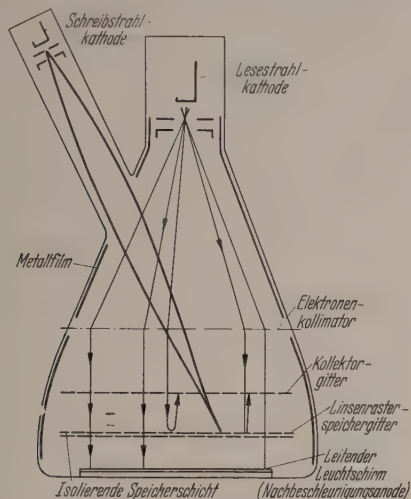


Abb. 6. Speichernde Tageslicht-Bildschreibröhre mit elektronenoptischem Linsenraster und zusätzlichem unfokussiertem „Lesestrahl“ zur Bildverstärkung (Entwicklungsmodell).

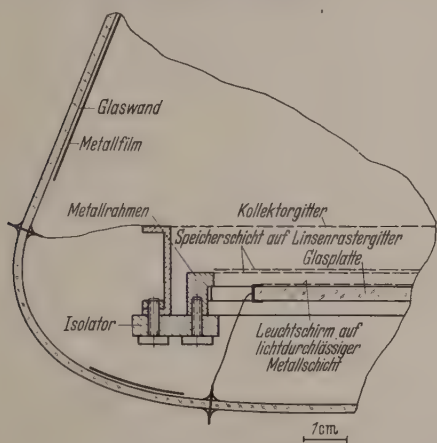


Abb. 7. Einzelheiten des Bildverstärkerteils der Röhre Abb. 6.

stärkungen von der Größenordnung $10 : 1$ bei unverminderter Ablenkempfindlichkeit durch Linsenrastersysteme mit einem oder zwei Gittern möglich sind, z. B. wenn $V_1 = 1000$ und $V_2 = 10\,000$ Volt gewählt werden und mit einem 1000 Volt-Oszillographen verglichen wird¹. Wird bei speichernden Oszillographen- oder Bildschreibröhren, wie etwa in Abb. 6, V_2 als Speichergitter ausgebildet², und ein besonderer, von

¹ Für den umgekehrten Fall (Erhöhung der Ablenkempfindlichkeit eines 10 kV-Oszillographen um eine Größenordnung bei unverminderter Bildhelligkeit) wird der Vorteil durch eine Zunahme des Bildpunktkuerschnitts teilweise wieder kompensiert.

² Trotz einer Reihe von Vorschlägen für speichernde Bildschreibröhren in der Literatur [18—23], die größtenteils auf photoelektrischer Erzeugung des Lesestroms beruhen, scheint die Speicherung heller Halbtonbilder auf anderem Wege bisher nicht gelungen zu sein. Über Einzelheiten der Speichergittersteuerung vgl. [21].

einer zweiten Glühkathode erzeugter „Lesestrahl“ benutzt, so sind momentane Verstärkungen der Bild-

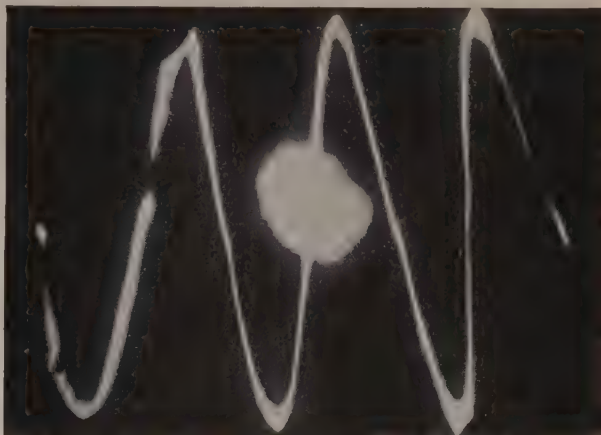


Abb. 8. Oszillogramm eines einzelnen Vorgangs (60 Hz-Welle, „weiß auf schwarz“) nach 1 min Speicherung.



Abb. 9. Fernseh-Halbtonbild nach etwa 5 sec Speicherung, ohne Regenerierung (Schreibdauer 10^{-2} sec.)



Abb. 10. Lichtoptisch vergrößertes elektronenoptisches Linsenrasterbild (40 Öffnungen pro cm, Stromdichte $\sim 10^{-6}$ A/cm², $V_2 = 7000$ V, Bildhelligkeit $\sim 0,1$ Stilb).

energie von der Größenordnung $10^3 : 1$ leicht erreichbar. Noch höhere Verstärkungen (von der Größenordnung $10^6 : 1$) erhält man für die „Bildarbeit“,

wenn die Lesedauer größer als die Schreibdauer ist, z. B. 10 sec für ein in 0,01 sec geschriebenes Bild. Die Voltgeschwindigkeit des „schreibenden“ Elektronenstrahls wird dabei im Hinblick das erwünschte Auflösungsvermögen und die Sekundäremissionscharakteristik der Speicherfläche gewählt (z. B. 300 bis 5000 V), wobei V_1 zwischen 100 und einigen 1000 Volt variieren kann.

Ein Beispiel für eine solche Oszillographen- oder Bildschreibröhre mit Speichergittersteuerung gibt Abb. 6; Abb. 7 zeigt vergrößert das eigentliche Bildverstärkersystem, in dem eine etwa 1 Mikron dicke Magnesiumfluoridschicht als Speicherfläche benützt wird. Der schreibende Elektronenstrahl findet auf dieser einen Sekundäremissionsfaktor > 1 vor und erzeugt das (mit Bezug auf die Lesekathode) negative Ladungsbild durch mehr oder weniger positive Modulation eines während des Löschvorgangs aufgebauten homogenen, negativen Potentialniveaus. Die Wiederherstellung dieses Niveaus nach dem Lesen kann durch einen positiven Impuls auf das Speichergitter erfolgen, der ein vorübergehendes Landen von Lesestrahlelektronen auf der Speicherfläche bewirkt („Löschvorgang“).

Mit derartigen speichernden Bildschreibröhren wurden einmalige Vorgänge von der Größenordnung 10^{-6} sec oder ganze Schwarzweißbilder von 10^{-2} sec Schreibdauer in hellem Tageslicht beobachtet, die letzteren für 5 Minuten ohne und für 24 Stunden mit einer „Regenerationsschaltung“, die periodisch kurzzeitig eine durch das Speichergitterpotential selbst gesteuerte Wiederaufladung der „weißen“ bzw. „schwarzen“ Bildelemente in positiver bzw. negativer Richtung bewirkt. Ein Beispiel für die Speicherung solcher einmaliger Vorgänge („weiß auf schwarz“) ohne Regenerationsschaltung gibt Abb. 8. Durch passende Wahl der Elektronengeschwindigkeit des Schreibstrahls können auch („schwarz auf weiß“) -Bilder gespeichert werden.

Für Halbtonbilder, z. B. das einzelne Fernsehbild in Abb. 9, beträgt die „nützliche Speicherzeit“ bei einem Vakuum von der Größenordnung 10^{-8} mm Hg infolge des Abbaus der gespeicherten negativen Ladungen durch positive Ionen nur etwa 10 sec; doch ist dies für viele Anwendungen ausreichend. Mit der in Abb. 6 gezeigten Röhre (Bilddurchmesser 10 cm) wurden schon bei relativ niedriger Anodenspannung (~ 7 kV) und 1 mA Lesestrom Bildhelligkeiten von der Größenordnung 0,1 Stilb erhalten; Abb. 10 zeigt, daß dabei das Linsenraster trotz der hohen Stromdichte beim Lesevorgang seine volle Auflösung behält. Wenn nötig, erscheint eine Steigerung dieser Helligkeit um eine Größenordnung durch Erhöhung des Lesestroms auf 10 mA leicht erreichbar. Einzelheiten über Konstruktion und Anwendung solcher speichernder Bildschreibröhren finden sich an anderer Stelle [8–14].

Bei nicht speichernden Bildwandlern ist als Grenzwert für die dort benötigten, oft feineren Linsenraster diejenige Rastergitterkonstante interessant, welche theoretisch dieselbe Auflösung ergeben würde wie die bekannte Bildwandler-Diode nach HOLST, DE BOER, TEVES und VEENEMANS [16], die nur aus der Photokathode und einer dazu parallelen Leuchtschirmanode besteht. Für diese ist der Durchmesser des Zerstreuungskreises und damit das Auflösungsvermögen

$$2r_0 = 4d\sqrt{\frac{U_0}{U_a}}, \quad (8)$$

wobei d der Abstand zwischen beiden Elektroden ist, U_0 bedeutet die Austrittsenergie, U_a die Endenergie der Bildelektronen. Für eine praktisch ausführbare Diode dieser Art ($d \approx 3$ mm; $U_0 \approx 1$ V; $U_a \approx 10\,000$ V) wird $2r_0 = 0,12$ mm, ist also größer als die Konstante der feinsten, schon jetzt mit genügend gleichförmigen Öffnungen herstellbaren größeren Linsenraster ($\approx 0,02$ mm):

Die Verwendung von Linsenrastersystemen erscheint demnach aussichtsvoll für größere oder speichernde photoelektrische Bildwandler, während kleinere, nicht speichernde Bildwandler mit einzelnen Elektronenlinsen bekanntlich ein erheblich besseres Auflösungsvermögen als die Diode besitzen (z. Zt. etwa 0,05 mm, vgl. ECKART [24]). Für speichernde Bildwandler ist, wenn nicht integriert werden soll, wegen der durch die Photokathode bedingten kleinen „Schreibströme“ häufig eine kleine Kapazität der Speicherelemente, also eine dickere Speicherschicht als 1 Mikron erwünscht. Ferner kann in vielen Fällen dieselbe, den schreibenden primären Bildstrom liefernde Photokathode durch Bestrahlung mit einer örtlichen Lichtquelle auch als „Lesekathode“ für den sekundären (verstärkten) Bildstrom dienen.

Weitere Anwendungen der Linsenrastersysteme sind denkbar bei der Elektronenmikroskopie und Elektronenbeugung, wenn Leuchtschirmbeobachtungen bei Tageslicht erwünscht sind, oder, wie etwa bei der Beugung an Oberflächen [15], oder bei der Durchstrahlung sehr dünner und empfindlicher Objekte, die primäre Bildenergie für visuelle Betrachtung oder Photographie nicht genügt. Z. B. wäre nach Streuungswerten von v. BORRIES [17] mit Objektsticken von der Größenordnung 200 Å noch ein guter Bildkontrast mit Elektronen unter 10 000 Volt Geschwindigkeit zu erwarten, wenn das primäre Elektronenbild mit Hilfe eines Linsenrastersystems verstärkt wird. Selbstverständlich muß bei der Anwendung solcher Systeme die elektronenmikroskopische Vergrößerung so hoch gewählt werden, daß im Endbild kein Auflösungsverlust durch das Rastergitter eintritt. Derartige Vergrößerungen sind aber bei vielen der heute gebrauchten Elektronenmikroskopen ohnehin üblich.

Zusammenfassung.

Zur Verstärkung oder Abbildung großer Elektronenbilder wird eine elektronenoptische Anordnung vorgeschlagen, welche anstelle eines großen Strahls und einer oder mehrerer großer Elektronenlinsen ein zweidimensionales Raster aus vielen kleinen identischen, nebeneinander angeordneten Elektronenlinsen enthält. Diese bestehen z. B. aus den Öffnungen eines zwischen zwei positiven Flächenelektroden angeordneten, nahezu auf Kathodenpotential liegenden Gitters, von denen jede gleichzeitig ein Gegenstandselement in der Bildfläche fokussiert (Abb. 1, 4). Wird dieses Linsenraster auf einer Seite mit einer Isolierschicht überzogen, so kann es elektrische Ladungsbilder speichern, die durch einen zweiten, „schreibenden“ Kathodenstrahl aufgebracht wurden, und gleichzeitig als Steuergerätesystem ein verstärktes Elektronenbild auf der nachbeschleunigenden Flächenelektrode (Leuchtschirmanode) modulieren (Abb. 6, 7). Wird auf eine Speicherung verzichtet, und eine Kontrastminderung durch Sekundärelektronen in Kauf genommen, so lassen sich auch Anordnungen mit einem oder zwei zur Kathode

ativen Gittern und paralleler Leuchtschirmanode Linsenraster ausbilden.

Aus der Bedingung, daß die Bildauflösung nicht schlechter sein soll als die Rastergitterkonstante folgt, daß die einzelnen Strahlbündel in sehr hellen Stellen des Bildes noch getrennt sein müssen. Eine elektronenoptische Untersuchung zeigt, daß dies für Linsenraster mit Konstanten bis zur Größenordnung 0,1 mm und unter noch erreicht werden kann, wenn das Verhältnis der Feldgradienten auf beiden Seiten des Linsenrasters hoch genug gewählt wird. Die Brauchbarkeit von Linsenrastersystemen für Oszillographen, Beschreibröhren, Bildwandler, Elektronenbeugung und Elektronenmikroskopie wird diskutiert, und Beispiele für gespeicherte Oszillogramme (Abb. 8) und Elektronenbilder (Abb. 9) werden angegeben.

Bei Elektronenbildspeichern wurden Helligkeiten der Größenordnung 10000 Apostilb erhalten, so im Gegensatz zu Kathodenstrahlröhren mit Nachleuchtenschirm die Beobachtung nicht nur im Dunkeln, sondern auch im Sonnenlicht möglich ist.

Die hier wiedergegebene Arbeit ist ein Teil eines am 5. 11. 1951 beim Symposium of Electron Physics des Nat. Bureau of Standards in Washington gehaltenen Vortrags. Sie wurde im Sarnoff-Forschungslaboratorium der Radio Corp. of America in Princeton, N.J. durchgeführt. Für verständnisvolle Mitarbeit danke ich Herrn Dr. P. RUDNICK, H. O. HOOK und Dr. R. P. STONE, für Hilfe bei den Messungen E. APGAR, H. KRAN, L. FREEDMAN und M. TOEPKE, für anregende Diskussionen Dr. D. W. EPSTEIN, B. KAZAN, Dr. F. H. KNOLL, L. PENSAK, Dr. E. G. RAMBERG und Dr. V. J. ZWORYKIN.

Literatur. [1] Vgl. KNOLL, M.: Transactions of Nat. Conf. on Electron Tube Techniques, Oct. 15 (1953), New York. — [2] KNOLL, M.: Z. f. techn. Phys. **15**, (1934) S. 584—591. — [3] KNOLL, M. und G. LUBSZYNSKI: Z. Phys. **34**, 671 (1933). — [4] JONKER, J. H. L.: Wireless Eng. **16**, 274 (1939); SCHADE O. H.: Proc. Inst. Radio Eng. **26**, 137 (1938). — [5] GLASER, A. und W. HENNEBERG: Z. f. Techn. Physik **16**, 222, (1935), Abb. 7. Vgl. auch RECKNAGEL, A.: Hochfrequenztechnik und Elektroakustik **51**, 66 (1938), Abb. 7. — [6] Vgl. z. B. ZWORYKIN, V. K., G. A. MORTON, E. G. RAMBERG, J. HILLIER und A. W. VANCE: Electron Optics and the Electron Microscope, Ramberg (New York 1945) S. 385, Gl. (11,95). — [7] DAVISSON, C. I. und C. I. CALBICK: Phys. Rev. **38**, 585, 1931 und 42, 580, 1932. — [8] KNOLL, M.: „Electron lens raster systems“, Proc. N. B. S., Symp. on Electron Physics, Wash. 1951. Circ. 527, S. 329. — [9] KNOLL, M. and P. RUDNICK: ebenda S. 339. — [10] KNOLL, M. und B. KAZAN: „Storage tubes and their basic principles“. New York 1952. — [11] KNOLL, M.: „Background patterns in storing image amplifier systems due to variations in amplification factor and secondary emission“. — Trans. of Nat. conference on electron tube techniques, Oct. 13—15, New York. — [12] STONE, R. B.: ebenda. — [13] KNOLL, M., P. RUDNICK und H. HOOK: RCA Review **12** (Dec. 1953) S. 492. — [14] KNOLL, M., H. O. HOOK und R. R. STONE: Characteristics of a transmission control viewing storage tube with halftone display“. Convention of the Iwst. of Radio Eng., New York, 25. März 1954; Proc. I. R. E. 1954. — [15] Vgl. A. BÜHL: Phys. Z. **23** (1932) 842. — [16] HOLST, C. J. H., DE BOER, M. C., TEVES und C. F. VEENEMANS: Physica **1**, 297 (1934). — [17] BOBBIES, B. v.: Z. Naturforschung **4a**, 51 (1949) Abb. 7). — [18] ADAMS, T. F.: Fiat final rep. 1021, P. B. 78, 273 (April 1947). — [19] HAEFF, A. V.: Electronics **20**, 80 (Sept. 1947). — [20] SCHROETER, F.: Optik **1**, 406 (1946); Bildspeicherprobleme. Bull. S. E. V. **40**, 546 (1949). — [21] KNOLL, M. und G. RANDEMER: Archiv el. Übertragung **4**, 238 (1950). — [22] HERGENROTHER, R. C. und B. C. GARDNER: Inst. Radio Eng. **38**, 740 (1950). — [23] SMITH, S. T.: Proc. I. R. E. **41**, (Sept. 1953) S. 1167. — [24] ECKART, F.: Ann. d. Phys. **14** (1954), Heft 1/2, S. 1.

Prof. Dr. MAX KNOLL, Dept. of Electrical Engineering, Princeton University, Princeton/NJ. USA

Theorie des TRENTINISCHEN Absorptionsgitters.

VON WALTER FRANZ.

Mit 7 Textabbildungen.

(Eingegangen am 2. Dezember 1953.)

Nachdem v. TRENTINI sein während des Krieges entwickeltes Absorptionsgitter beschrieben hat [1], im folgenden auch die damals entwickelte strenge Theorie dieses Gitters veröffentlicht werden. Ein Teil hierfür benötigten Formeln ist bereits in einer früheren Arbeit des Verfassers [2] enthalten und wurde v. TRENTINI zu einer näherungsweise Theorie des Gitters herangezogen. Die strenge Theorie liefert über die von ihm angegebenen Endformeln hinaus Korrekturen zur Induktivität des Gitters, welche die Strahlungswechselwirkung zwischen dem Gitter und seinem Spiegelbild zurückzuführen sind, jedoch nur bei extrem kleinem Abstand des Gitters von der Wand oder bei sehr großen Gitterkonstanten bemerkbar werden. Weiterhin werden die Formeln hergeleitet für den Fall, daß vor der reflektierenden Wand eine dielektrische Zwischenschicht angebracht ist. Wir beschränken uns durchwegs auf den praktisch interessanten Fall des senkrechten Einfalls; die Übertragung des schiefen Einfall macht jedoch weder Schwierigkeiten noch Mühe (s. [2]).

Die allgemeine Anordnung ergibt sich aus Abb. 1. Bei $x=0$ befindet sich eine unendlich ausgedehnte, ideal reflektierende Wand, welcher bis $x=D$

eine Schicht vom Brechungsindex n und der Permeabilität μ vorgelagert sei; bei $x=P$ befindet sich das Gitter, bestehend aus Drähten von dem sehr kleinen Radius q im Abstand d . Die Gitterdrähte mögen einen komplexen Widerstand besitzen; als Maß führen wir den Flächenwiderstand des Gitters ein, den wir dadurch erhalten, daß wir den Widerstand des Drahtes pro Längeneinheit durch die Gitterkonstante d dividieren. Das OHMSche Gesetz erhält damit für den Einzeldraht das Aussehen

$$I \cdot R = E_a \cdot d. \quad (1)$$

Darin ist I die Stromstärke, R der Flächenwiderstand des Gitters und E_a die außen am Draht anliegende elektrische Feldstärke.

Stünde an Stelle des diskontinuierlichen Gitters eine kontinuierliche Fläche vom Flächenwiderstand \mathfrak{R} , dann wäre das Verhältnis r von reflektierter zu ein-

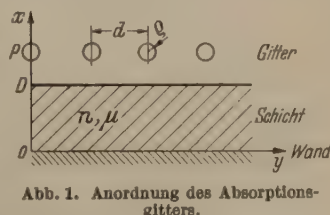


Abb. 1. Anordnung des Absorptionsgitters.

fallender Amplitude gegeben durch

$$r = \frac{\left(1 + i \sqrt{\frac{\varepsilon \mu_0}{\varepsilon_0 \mu}} \operatorname{ctg} n k D\right) \mathfrak{B} - \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}}}{\left(1 - i \sqrt{\frac{\varepsilon \mu_0}{\varepsilon_0 \mu}} \operatorname{ctg} n k D\right) \mathfrak{B} + \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}}} \quad (2)$$

für $D = P$, bzw.

$$r e^{-2 i k D} = \frac{\left(1 + i \sqrt{\frac{\varepsilon \mu_0}{\varepsilon_0 \mu}} \operatorname{ctg} n k D\right) \mathfrak{B} - \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \left(\cos k(D - P) + \sqrt{\frac{\varepsilon \mu_0}{\varepsilon_0 \mu}} \sin k(D - P) \operatorname{ctg} n k D\right)}{\left(1 - i \sqrt{\frac{\varepsilon \mu_0}{\varepsilon_0 \mu}} \operatorname{ctg} n k D\right) \mathfrak{B} + \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \left(\cos k(D - P) + \sqrt{\frac{\varepsilon \mu_0}{\varepsilon_0 \mu}} \sin k(D - P) \operatorname{ctg} n k D\right)} \quad (3)$$

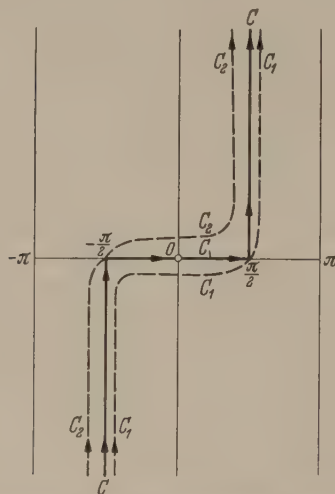


Abb. 2. Integrationswege für die Auswertung der Integraldarstellungen.

für $D > P$ und

$$r e^{-2 i k D} = \frac{\left(1 + i \sqrt{\frac{\varepsilon \mu_0}{\varepsilon_0 \mu}} \operatorname{ctg} n k P\right) \mathfrak{B} - \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \frac{\sin n k D}{\sin n k P} \left(\cos n k(P - D) + i \sqrt{\frac{\varepsilon \mu_0}{\varepsilon_0 \mu}} \sin n k(P - D)\right)}{\left(1 - i \sqrt{\frac{\varepsilon \mu_0}{\varepsilon_0 \mu}} \operatorname{ctg} n k P\right) \mathfrak{B} + \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \frac{\sin n k D}{\sin n k P} \left(\cos n k(P - D) - i \sqrt{\frac{\varepsilon \mu_0}{\varepsilon_0 \mu}} \sin n k(P - D)\right)} \quad (4)$$

für $D < P$. Die spezifische Strahlungswechselwirkung der Drähte des diskreten Gitters und seines Spiegelbildes hat zur Folge, daß das Gitter einer kontinuierlichen Fläche entspricht, deren Flächenwiderstand \mathfrak{B} sich von R um gewisse Zusatzglieder unterscheidet; die Berechnung dieser Zusatzglieder ist das Ziel der theoretischen Untersuchung.

Die Methode ist allgemein die folgende: Der mit einem periodischen Strom $I e^{i \omega t}$ beschickte einzelne Gitterdraht liefert entsprechend [2], Formel (5) (Übertragen ins praktische Maßsystem)

$$E_g^{(v)} = -\frac{k}{4} \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} I H_0^{(2)}(k \varrho_v), \quad (5)$$

worin ϱ_v wie in [2] den Abstand von dem sehr dünnen v -ten Gitterdraht bedeutet. Diese Zylinderwelle wird an den vorhandenen Grenzflächen reflektiert und gebrochen. Um auf diese Vorgänge die FRESNELSchen

Formeln anwenden zu können, zerlegen wir die HANT Funktion mittels der SOMMERFELDSchen Integralstellung in ebene Wellen:

$$H_0^{(2)}(k \varrho_v) = \frac{1}{\pi} \int_C e^{-i k [x - P] \cos \alpha + (y - v d) \sin \alpha} d\alpha \quad (\text{Integrationsweg s. Abb. 2})$$

Für die gebrochene und reflektierte Welle erhält im Integranden noch Funktionen von α als Fakt (neben den durch Brechungs- und Reflexionsgebedingten Änderungen des Exponenten), und die tere Aufgabe besteht darin, die von sämtlichen Gitterdrähten erzeugten primären, reflektierten und gebrochenen Wellen zu summieren und dann die Strahlungsamplitude I so zu bestimmen, daß an der Drahtfläche diejenige elektrische Feldstärke herrscht, wie nach dem OHMSchen Gesetz der Stromstärke I entspricht.

1. Einfluß einer periodischen Beschaltung der Gitterdrähte.

Wir wollen zunächst untersuchen, welchen Einfluß die periodische Beschaltung der Gitterdrähte auf den Wellenwiderstand des Gitters hat. Zweck der Beschaltung ist, dem Gitter einen komplexen Flächenwiderstand zu verleihen und damit eine breitbandige Reflexionsauslöschung zu erreichen. Der Widerstand des Drahtes auf eine Periodenlänge a ermittelt man dabei dadurch, daß man an zwei korrespondierenden Punkten des freien Drahtes, also außerhalb der Schaltelemente, eine bestimmte Spannung anlegt und dann die dazu gehörige Stromstärke im freien Draht mißt. Zu bedenken ist aber, daß beim Durchgang durch ein Schaltelement sowohl die elektrische Feldstärke als auch, im Innern eines Kondensators, die Stromstärke stark variieren wird. Wegen der Periodizität des Drahtes können wir sowohl den Strom als auch die Spannung in eine FOURIER-Reihe entwickeln. Die Amplituden der korrespondierenden Punkte beiderseits der Schaltelemente am freien Draht abgegriffene Feldstärke entspricht dabei genau der konstanten Komponente in der FOURIER-Entwicklung, nicht dagegen die am freien Draht gemessene Stromstärke. Doch der Unterschied zwischen der konstanten Komponente des Stromes und dem Strom in der freien Leitung ist so klein, je kleiner der Plattenabstand d im Vergleich zu a ist. Wir können daher in guter Näherung schreiben

$$\bar{I} \cdot R = \bar{E}_a \cdot d.$$

Darin ist \bar{I} und \bar{E}_a der Mittelwert des Stroms bzw. der von außen angelegten Feldstärke oder auch die nullte Komponente der FOURIER-Entwicklung. Allerdings ist diese Formel nur dann genau, wenn die Unregelmäßigkeiten der Stromverteilung ausschließlich auf die Schaltelemente, oder genauer auf die Innere der Kondensatoren beschränkt bleiben. Wenn dagegen der Draht beim Durchgang elektromagnetischer Wellen von seinem Spiegelbild oder von benachbarten Drähten mit einer in z -Richtung stark variablen Feldstärke bestrahlt wird, dann wird auch die Stromstärke längs der freien Drahtteile variieren und die Bestimmung der nullten FOURIER-Komponente des Stroms aus der äußeren Feldstärke wird erheblich komplizierter; man erhält ein Gleichungssystem

tem, in welches außer dem oben eingeführten Widerstand des Drahtes für eine stationäre Stromverteilung die sämtlichen FOURIER-Komponenten des spezifischen Widerstands des beschalteten Gitters eingehen. Die Anwendung der einfachen Formel (7) ist also an die Bedingung gebunden, daß die Zustrahlung benachbarter Gitterdrähte nur die nullte FOURIER-Komponente in Betracht kommt. Nehmen wir an, daß die gesamte Stromverteilung im Draht gegeben wird durch

$$I(z) = \sum_{\nu=-\infty}^{+\infty} I_{\nu} e^{2\pi i \frac{z}{a} \nu}, \quad (8)$$

so hat man für die zum Draht parallele Komponente der elektrischen Feldstärke den Ausdruck

$$E = -\frac{k}{4} \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} \sum_{\nu=-\infty}^{+\infty} I_{\nu} e^{2\pi i \frac{z}{a} \nu} H_0^{(1)} \left(2\pi i \varrho \sqrt{\left(\frac{\nu}{a}\right)^2 - \frac{1}{\lambda^2}} \right). \quad (9)$$

Da a kleiner als die Wellenlänge λ , so sind von dieser Summe sämtliche Zylinderwellen exponentiell gedämpft außer der mit dem Index 0. Daher ist im Endlichen dann die elektrische Feldstärke

$$E = -\frac{k}{4} \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} I_0 H_0^{(1)}(k \varrho) \quad [\text{für } a < \lambda], \quad (10)$$

ebenso wie für ein Gitter aus homogenen Drähten, welches mit der Stromstärke I_0 belegt ist. Falls es erlaubt ist, Formel (7) anzuwenden, dann besteht zwischen I_0 und der nullten Komponente der elektrischen Feldstärke auch beim beschalteten Gitter derselbe Zusammenhang wie bei homogenen Drähten. Mit dieser Begründung werden wir im folgenden, wie dies auch TRENTINI selbst getan hat, das beschaltete Gitter theoretisch ersetzen durch ein Gitter mit homogenen Gitterdrähten von komplexem Widerstand. Die Voraussetzungen für dieses Vorgehen sind: 1. daß das Gitter unendlich lang ist, und 2. daß in (9) die Zustrahlung von periodisch in z -Richtung wechselndem Charakter zwischen zwei benachbarten Gitterdrähten vernachlässigen ist, und das bedeutet, daß

$$\exp\left(2\pi d \sqrt{\frac{1}{a^2} - \frac{1}{\lambda^2}}\right) \gg 1, \quad (11)$$

d. h., daß $2d$ mindestens so groß wie a , und a um vieles kleiner als die Wellenlänge sein muß.

2. Ausführung der Gittersummen.

Bei der Summation der Zylinderwellen und der von ihnen erzeugten gebrochenen und reflektierten Wellen über die Drähte des Gitters treten stets Summen der folgenden Art auf:

$$\sum_{\nu=-\infty}^{+\infty} \int_C d\chi F(\cos \chi) e^{-ikx \cos \chi - ik y \sin \chi + ik d \nu \sin \chi}. \quad (12)$$

Wobei ist F stets eine gerade Funktion von χ . Die Summe können wir darin nicht am Integranden ausführen, da die Exponentialfunktion $e^{ik d \nu \sin \chi}$ auf dem unendlichen Integrationsweg den Betrag 1 hat, und somit die Summe divergieren würde. Diesem Übelstand können wir dadurch abhelfen, daß wir die Summation in zwei Teile über die positiven und die negativen Werte von ν aufspalten und für jeden dieser Teile den Integrationsweg geeignet verlegen, nämlich für die positiven nach C_2 , für die negativen ν nach C_1 , wie dies in Abb. 2 dargestellt ist. Dadurch erhält $e^{\pm ik d \nu \sin \chi}$ auf

dem ganzen Integrationsweg einen Betrag < 1 mit Ausnahme der Punkte $\pm \pi/2$. Da die Integrale an diesen Punkten aber konvergieren, können wir ohne Veränderung des Resultats die Punkte mit einer sehr kleinen Umgebung aus der Integration fortlassen. Die Funktion F besitzt zwar Pole in der komplexen Ebene, wie sich später zeigen wird, doch können wir, sofern keiner von den Polen auf dem ursprünglichen Integrationsweg C gelegen ist, C_1 und C_2 so wenig von C weg verschieben, daß keiner dieser Pole berührt wird. Falls Pole von F auf C selbst gelegen sind, können wir stets durch einen kleinen imaginären Zusatz zu den Materialkonstanten n bzw. μ diese von C weg bewegen und nach Durchführung der Rechnung den Grenzübergang Imaginärteil der Materialkonstanten $\rightarrow 0$ durchführen.

Die Umformung von (12) vollzieht sich nunmehr in folgender Weise:

$$\left. \begin{aligned} \Sigma &= \int_{C_1} d\chi F(\cos \chi) e^{-ikx \cos \chi - ik y \sin \chi} \\ &\quad \times \left\{ \sum_{\nu=0}^{\infty} e^{ik d \nu \sin \chi} - \frac{1}{2} \right\} \\ &+ \int_{C_2} d\chi F(\cos \chi) e^{-ikx \cos \chi - ik y \sin \chi} \\ &\quad \times \left\{ \sum_{\nu=0}^{\infty} e^{-ik d \nu \sin \chi} - \frac{1}{2} \right\} \end{aligned} \right\} \quad (12a)$$

oder nach Ausführung der jetzt konvergenten Summen

$$\left. \begin{aligned} \Sigma &= \frac{i}{2} \int_{C_1} d\chi F(\cos \chi) e^{-ikx \cos \chi - ik y \sin \chi} \\ &\quad \times \operatorname{ctg} \left(\frac{1}{2} k d \sin \chi \right) \\ &- \frac{i}{2} \int_{C_2} d\chi F(\cos \chi) e^{-ikx \cos \chi - ik y \sin \chi} \\ &\quad \times \operatorname{ctg} \left(\frac{1}{2} k d \sin \chi \right). \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

Wir haben in beiden Integralen denselben Integranden erreicht, jedoch entgegengesetztes Vorzeichen, so daß das gesamte Integral als ein Umlaufintegral um den ursprünglichen Integrationsweg C erscheint, und somit sein Wert gleich $2\pi i$ mal Summe der auf C gelegenen Residuen des Integranden ist. Die Nullstellen des Integranden liegen bei $\sin \chi = (2\pi/kd) \cdot \alpha$ (α ganz), und für die Summe ergibt sich

$$\Sigma = \frac{\lambda}{d} F(1) e^{-ikx} + 2 \frac{\lambda}{d} \sum_{\alpha=1}^{\infty} \frac{F(\cos \chi_{\alpha})}{\cos \chi_{\alpha}} e^{-ikx \cos \chi_{\alpha}} \times \cos(k y \sin \chi_{\alpha}) \quad (14)$$

mit

$$\sin \chi_{\alpha} = \alpha \cdot \frac{\lambda}{d}; \quad \cos \chi_{\alpha} = \sqrt{1 - \alpha^2 \left(\frac{\lambda}{d}\right)^2}; \quad (15)$$

(pos. oder neg. imag.)

In der Summe haben wir jeweils die negativen Glieder mit den positiven zusammengezogen und dabei benützt, daß F eine gerade Funktion von χ ist. Die einzelnen Glieder der Summe (14) entsprechen den verschiedenen Beugungsordnungen des Gitters; wenn $\cos \chi_{\alpha}$ reell ist, dann erhalten wir eine reelle Beugungsordnung mit einer abgestrahlten ebenen Welle. Für hinreichend großes α wird der \cos imaginär, und das entsprechende Summenglied liefert eine in x -Richtung gedämpfte Welle. Wenn die Gitterkonstante kleiner ist als die Wellenlänge, dann ist nur die nullte Beugungsordnung

reell. Bei der praktischen Anwendung wird man normalerweise $d < \lambda$ nehmen, um die Abstrahlung nach irgendwelchen schrägen Richtungen zu vermeiden.

3. Absorptionsgitter ohne Zwischenschicht.

In diesem Fall wird jede ebene Komponente der von einem Gitterdraht ausgehenden Zylinderwelle gemäß Gl. (5) und (6) an der Wand als ebene Welle gleicher Amplitude reflektiert, und wir erhalten

$$E_g^{(v)} = -\frac{k}{4\pi} \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} I \int_C (e^{ik|x-P|\cos\lambda} - e^{-ik(x+P)\cos\lambda}) e^{-ik(y-vd)\sin\lambda} d\chi. \quad (16)$$

Die Summation liefert nach Gl. (14)

$$E_g = -\frac{ik}{4\pi} \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} I \sum_{\alpha=-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-\frac{2\pi i y}{d} \alpha}}{\sqrt{\alpha^2 - \left(\frac{d}{\lambda}\right)^2}} \times \left(e^{-2\pi \frac{|x-P|}{d} \sqrt{\alpha^2 - \left(\frac{d}{\lambda}\right)^2}} - e^{-2\pi \frac{x+P}{d} \sqrt{\alpha^2 - \left(\frac{d}{\lambda}\right)^2}} \right). \quad (17)$$

Da die Summe über den ersten Summanden sehr schlecht konvergiert, formt man den Ausdruck in folgender Weise um:

$$E_g = -\frac{1}{2d} \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} I (e^{-ik|x-P|} - e^{-ik(x+P)}) - \frac{ik}{2\pi} \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} I \times \left\{ -\ln \sqrt{\left(1 - e^{-2\pi i \frac{y}{d} - 2\pi \frac{|x-P|}{d}}\right) \left(1 - e^{2\pi i \frac{y}{d} - 2\pi \frac{x+P}{d}}\right)} + \sum_{\alpha=1}^{\infty} \cos\left(\frac{2\pi y}{d} \alpha\right) \left(\frac{e^{-2\pi \frac{|x-P|}{d} \sqrt{\alpha^2 - \left(\frac{d}{\lambda}\right)^2}}}{\sqrt{\alpha^2 - \left(\frac{d}{\lambda}\right)^2}} - \frac{e^{-2\pi \frac{x+P}{d} \sqrt{\alpha^2 - \left(\frac{d}{\lambda}\right)^2}}}{\alpha} \right) - \sum_{\alpha=1}^{\infty} \cos\left(\frac{2\pi y}{d} \alpha\right) \cdot \frac{e^{-2\pi (x+P) \sqrt{\alpha^2 - \left(\frac{d}{\lambda}\right)^2}}}{\sqrt{\alpha^2 - \left(\frac{d}{\lambda}\right)^2}} \right\} \quad (17a)$$

Einsetzen in das OHMSche Gesetz Gl. (1) für die Behandlung eines Gitterdrahtes, für welchen wir angesichts der Periodizität unserer Ausdrücke ohne Beschränkung der Allgemeinheit den nullten nehmen können, d. h. also $x = P + \varrho \cdot \cos \varphi$, $y = \varrho \cdot \sin \varphi$, liefert

$$I \cdot \left[R + \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} (1 - e^{-2ikP}) + \frac{ikd}{2\pi} \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \left\{ \ln \frac{d}{2\pi \varrho} + \sum_{\alpha=1}^{\infty} \left(\frac{1}{\sqrt{\alpha^2 - \left(\frac{d}{\lambda}\right)^2}} - \frac{1}{\alpha} \right) - \sum_{\alpha=1}^{\infty} \frac{e^{-4\pi P \sqrt{\alpha^2 - \left(\frac{d}{\lambda}\right)^2}}}{\sqrt{\alpha^2 - \left(\frac{d}{\lambda}\right)^2}} \right\} \right] = E_0 d (e^{ikP} - e^{-ikP}). \quad (18)$$

Streichen wir in der eckigen Klammer das zu ikd proportionale Glied, dann erhalten wir genau die Formel für eine homogene Fläche vom Flächenwiderstand. Gl. (18) entspricht daher genau dem Ergebnis, welches wir für eine homogene Fläche erhalten würden, der Flächenwiderstand \mathfrak{B} sich um dieses Zusatzglied unterscheidet. Es entspricht einer Induktivität L (achte, daß $k = \omega \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}$)

$$\Delta L = \frac{\mu_0 d}{2\pi} \left\{ \ln \frac{d}{2\pi \varrho} + \sum_{\alpha=1}^{\infty} \left(\frac{1}{\sqrt{\alpha^2 - \left(\frac{d}{\lambda}\right)^2}} - \frac{1}{\alpha} \right) - \sum_{\alpha=1}^{\infty} \frac{e^{-4\pi P \sqrt{\alpha^2 - \left(\frac{d}{\lambda}\right)^2}}}{\sqrt{\alpha^2 - \left(\frac{d}{\lambda}\right)^2}} \right\} \\ (\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Henry/m}).$$

Der Logarithmus und die erste Summe geben da diejenige Zusatzinduktivität, welche durch den Einwirkungsdraht selbst bzw. die gegenseitige Zustrahlung der Drähte des Gitters verursacht wird, das letzte Summenglied dagegen rührt von der Zustrahlung her, welche das Gitter von seinem Spiegelbild erfährt. Es ist für nicht allzu kleine P vernachlässigbar. Die erste Summe läßt sich bequem mittels der RIEMANNschen ζ -Funktion in eine Reihe nach Potenzen von $(d/\lambda)^2$ entwickeln:

$$\sum_{\alpha=1}^{\infty} \left(\frac{1}{\sqrt{\alpha^2 - \left(\frac{d}{\lambda}\right)^2}} - \frac{1}{\alpha} \right) = \sum_{\alpha=1}^{\infty} \left(-\frac{1}{2} \right) (-1)^\alpha \binom{2\alpha}{\alpha} \left(\frac{d}{\lambda} \right)^{2\alpha} \times \zeta(2\alpha + 1) = 0,601 \left(\frac{d}{\lambda} \right)^2 + 0,389 \left(\frac{d}{\lambda} \right)^4 + 0,315 \left(\frac{d}{\lambda} \right)^6 + \dots$$

4. Absorptionsgitter vor Zwischenschicht.

Um hierfür die sämtlichen Rand- und Grenzbedingungen zu erfüllen, müssen wir jeder ebenen Welle eine bei D reflektierte, eine in die Schicht gebrochene und eine in der Schicht an der Wand reflektierte Welle hinzufügen. Das Ergebnis dieser Rechnung, welches hier im einzelnen nicht wiedergegeben sei, ist für vom v -ten Gitterdraht erzeugte Welle außerhalb der Schicht, die uns im folgenden allein interessiert,

$$E_g^{(v)} = -\frac{\mu_0 \omega}{4\pi} I \cdot \int_C d\chi e^{-ik(y-vd)\sin\lambda} \left\{ e^{-ik|x-P|} + \frac{\sqrt{\frac{\mu}{\mu_0}} \cos \chi + i \sqrt{\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0}} \cos \chi' \operatorname{ctg} (k' D \cos \chi')}{\sqrt{\frac{\mu}{\mu_0}} \cos \chi - i \sqrt{\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0}} \cos \chi' \operatorname{ctg} (k' D \cos \chi')} \times e^{-ik(x+D-2P)\cos\lambda} \right\}. \quad (19)$$

Dabei ist χ' die Laufrichtung der Welle in der Schicht, welche mit χ durch das Brechungsgesetz verknüpft ist

$$n \sin \chi' = \sin \chi; \quad n = \sqrt{\frac{\varepsilon \mu}{\varepsilon_0 \mu_0}}. \quad (20)$$

Der Nenner des Integranden besitzt Pole, welche wir später untersuchen werden. Einzelne dieser Pole können auf dem Integrationsweg C gelegen sein, verlassen ihn jedoch, wenn wir der Materialkonstanten μ/ε einen imaginärteil zuteilen, d. h. also eine kleine Dämpfung der Schicht annehmen. Den Übergang zur dämpfungsfreien Schicht können wir dann in den Endformeln vornehmen.

Gehen wir genau vor wie im vergangenen Abschnitt, dann ergibt sich jetzt als Zusatzinduktivität des Gitters

$$L = \frac{\mu_0 d}{2\pi} \left\{ \ln \frac{d}{2\pi \varrho} - \frac{\mu - \mu_0}{\mu + \mu_0} \ln \left(1 - e^{-\frac{4\pi}{d}(P-D)} \right) \right. \\ \left. - \sum_{\alpha=1}^{\infty} \left(\frac{1 - e^{-4\pi \frac{P-D}{d} \sqrt{\alpha^2 - \left(\frac{d}{\lambda}\right)^2}}}{\sqrt{\alpha^2 - \left(\frac{d}{\lambda}\right)^2}} \right) \right. \\ \left. - \left(1 + \frac{\mu - \mu_0}{\mu + \mu_0} e^{-4\pi \frac{P-D}{d} \alpha} \right) \cdot \frac{1}{\alpha} \right. \\ \left. - \frac{2\mu e^{-4\pi \frac{P-D}{d} \sqrt{\alpha^2 - \left(\frac{d}{\lambda}\right)^2}}}{\mu \sqrt{\alpha^2 - \left(\frac{d}{\lambda}\right)^2} + \mu_0 \sqrt{\alpha^2 - \left(\frac{nd}{\lambda}\right)^2} \operatorname{tg} \left(2\pi \frac{D}{d} \sqrt{\alpha^2 - \left(\frac{nd}{\lambda}\right)^2} \right)} \right\}. \quad (23)$$

Voraussetzen ist bei der Ableitung dieser Formel, daß $P - D \gg \varrho$.

5. Absorptionsgitter in Schicht eingebettet.

Da jetzt die Gitterdrähte in der Schicht gelegen sind, müssen wir zur Darstellung der von ihnen ausgehenden Zylinderwellen analog zu (6) den Winkel χ' der Schicht als Integrationsvariable einführen. Zur Erfüllung der Rand- und Grenzbedingungen muß zu der ebenen Welle dieser Darstellung in der Schicht eine an der Wand reflektierte sowie eine an der Grenzfläche reflektierte Welle hinzugenommen werden, und außerhalb der Schicht eine auslaufende Welle. Die Summe aller in der Schicht von einem Gitterdraht erzeugten Wellen wird

$$U = -\frac{\mu \omega}{4\pi} \int_C d\chi' e^{-ik(y-vd)\sin\chi} \cdot \left\{ e^{-ik'|x-P|\cos\chi'} \right. \\ \left. + i \left(\sqrt{\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0}} \cos\chi' - \sqrt{\frac{\mu}{\mu_0}} \cos\chi \right) \cdot \sin(k'P \cos\chi') \right. \\ \left. + \frac{\sqrt{\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0}} \cos\chi' \cdot \cos(k'D \cos\chi') + i \sqrt{\frac{\mu}{\mu_0}} \cos\chi \cdot \sin(k'D \cos\chi')}{e^{-ik'(D-x)\cos\chi'}} \right. \\ \left. + \frac{\sqrt{\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0}} \cos\chi' \cdot \cos(k'(D-P)\cos\chi') + \sqrt{\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0}} \cos\chi' \cdot \cos(k'D \cos\chi') + i \sqrt{\frac{\mu}{\mu_0}} \cos\chi \cdot \sin(k'(D-P)\cos\chi')}{e^{-ik'x \cos\chi'}} \right. \\ \left. + i \sqrt{\frac{\mu}{\mu_0}} \cos\chi \cdot \sin(k'D \cos\chi') \right\} e^{-ik'x \cos\chi'}. \quad (24)$$

Die Anwendung von Gl. (14) liefert diesmal

$$\Delta L = \frac{\mu d}{2\pi} \left\{ \ln \frac{d}{2\pi \varrho} + \frac{\mu - \mu_0}{\mu + \mu_0} \ln \left(1 - e^{-\frac{4\pi}{d}(D-P)} \right) \right. \\ \left. + \sum_{\alpha=1}^{\infty} \left(\frac{2\mu_0}{\mu \sqrt{\alpha^2 - \left(\frac{d}{\lambda}\right)^2} + \mu_0 \sqrt{\alpha^2 - \left(\frac{nd}{\lambda}\right)^2} \operatorname{tg} \left(2\pi \frac{D}{d} \sqrt{\alpha^2 - \left(\frac{nd}{\lambda}\right)^2} \right)} \right. \right. \\ \left. \times \frac{\operatorname{Sin}^2 \left(2\pi \frac{P}{d} \sqrt{\alpha^2 - \left(\frac{nd}{\lambda}\right)^2} \right)}{\operatorname{Sin}^2 \left(2\pi \frac{D}{d} \sqrt{\alpha^2 - \left(\frac{nd}{\lambda}\right)^2} \right)} \right. \\ \left. + 2 \frac{\operatorname{Sin} \left(2\pi \frac{P}{d} \sqrt{\alpha^2 - \left(\frac{nd}{\lambda}\right)^2} \right) \operatorname{Sin} \left(2\pi \frac{D-P}{d} \sqrt{\alpha^2 - \left(\frac{nd}{\lambda}\right)^2} \right)}{\sqrt{\alpha^2 - \left(\frac{nd}{\lambda}\right)^2} \operatorname{Sin} \left(2\pi \frac{D}{d} \sqrt{\alpha^2 - \left(\frac{nd}{\lambda}\right)^2} \right)} \right. \\ \left. - \left(1 - \frac{\mu - \mu_0}{\mu + \mu_0} e^{-4\pi \frac{D-P}{d} \alpha} \right) \cdot \frac{1}{\alpha} \right\}. \quad (25)$$

6. Gitter in Schichtgrenze.

In den beiden vorangehenden Abschnitten haben wir vorausgesetzt, daß der Abstand der Gitterdrähte von der Grenzfläche groß gegen den Drahtradius ist. Diese Voraussetzung war aus dem folgenden Grunde notwendig: Gl. (21) und (24) geben diejenige Ausstrahlung an, welche von einem unendlich dünnen, an der Stelle $x = P$, $y = v \cdot d$ gelegenen Draht in der geschichteten Anordnung erzeugt wird, wenn die durchfließende Stromstärke den Wert I hat. Berechnet man die an der Stelle $x = P + \varrho \cdot \cos \varphi$, $y = \varrho \sin \varphi$ durch die sämtlichen Gitterdrähte erzeugte Erregung, dann erhält man einen von der Winkellage φ unabhängigen Wert, solange der Draht in einem Abstand von der Schichtgrenze liegt, der groß gegen ϱ ist; diese Werte sind den Formeln (23) und (25) zugrunde gelegt. Läßt man dagegen den Drahtmittelpunkt beliebig nahe an die Grenzfläche heranwandern, dann ergibt sich an Stelle des zweiten Logarithmus von Formel (23) bzw. (25) der folgende Ausdruck:

$$\frac{1}{2} \ln \left(\left(1 - e^{-\frac{4\pi}{d}|P-D|} \right)^2 + \frac{4\pi \varrho \cos \varphi}{d} \left(1 - e^{-\frac{4\pi}{d}|P-D|} \right) \right. \\ \left. + \left(\frac{2\pi \varrho}{d} \right)^2 e^{-\frac{8\pi}{d}|P-D|} \right). \quad (26)$$

Es wird somit die Feldstärke an der Drahtoberfläche und damit auch die Stromverteilung im Draht winkelabhängig. Dies bedeutet, daß die von uns in der ganzen Rechnung gemachte Voraussetzung der Radialsymmetrie der Ausstrahlung des Einzeldrahtes nicht mehr zutrifft, es sei denn, daß wir die Drahtmitte ganz in die Grenzfläche hereinwandern lassen, wobei in (26) nicht nur der erste, sondern auch der zweite, winkelabhängige Summand verschwindet. Wir dürfen uns daher berechtigt fühlen, unsere Formeln auf ein genau in der Schichtgrenze gelegenes Absorptionsgitter anzuwenden und erhalten, wenn wir statt des zweiten Logarithmus (26) einführen und im übrigen $P = D$ setzen, sowohl aus (23) wie aus (25) die folgende

Formel:

$$\Delta L = \frac{\mu d}{\pi} \left\{ \frac{1}{\mu + \mu_0} \ln \left(\frac{d}{2\pi \varrho} \right) + \sum_{\alpha=1}^{\infty} \left(\frac{\mu_0}{\mu \sqrt{\alpha^2 - \left(\frac{d}{\lambda}\right)^2} + \mu_0 \sqrt{\alpha^2 - \left(\frac{n d}{\lambda}\right)^2}} \operatorname{Erg} \left(2\pi \frac{P}{d} \sqrt{\alpha^2 - \left(\frac{n d}{\lambda}\right)^2} \right) - \frac{\mu_0}{\mu + \mu_0} \cdot \frac{1}{\alpha} \right) \right\}. \quad (27)$$

7. Diskussion der Endformeln für die Zusatzinduktivität.

Aus physikalischen Gründen ist zu erwarten, daß die Zusatzinduktivität nur dann einen imaginären Teil (also einen Beitrag zum Wirkwiderstand) enthal-

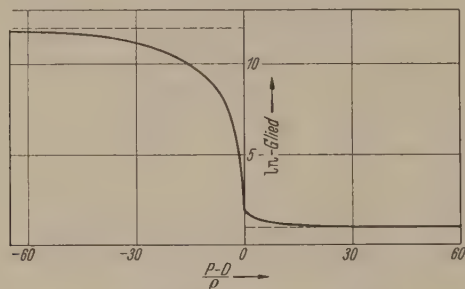


Abb. 3. Im-Glied der Zusatzinduktivität in Abhängigkeit von der Lage des Gitters (bezogen auf Vakuumwert = 1) $\mu = 12 \mu_0$, $d = 300 \varrho$.

ten kann, wenn auch bei verschwindendem OHMSchen Widerstand des Gitterdrahtes der Strahlung Energie entnommen wird, wenn also entweder Licht seitlich hinausgebeugt wird (d. h. eine oder mehrere Beugungsordnungen $\alpha > 0$ im Vakuum reell sind; dies ist

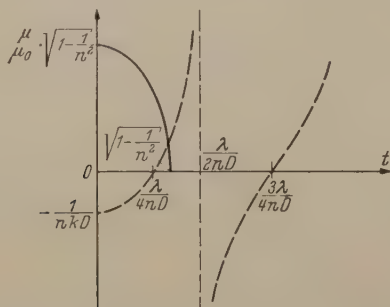


Abb. 4. Graphische Ermittlung der Schichteligenwellen.

allerdings für $d < \lambda$ ausgeschlossen) oder die Schicht Energie absorbieren kann, wozu der Brechungsindex n oder die Permeabilität μ einen imaginären Anteil enthalten muß. In der Tat sieht man den angegebenen Formeln (23), (25) und (27) sofort an, daß sie für reelles n , μ und $d/\lambda < 1$ zu reellen Werten führen.

Interessant für die Diskussion ist

1. wie sich die Zusatzinduktivität verhält, wenn man das Gitter vom Außenraum in die Schicht einführt, und 2. welche Rolle die eventuell vorhandenen Nullstellen des Nenners in den Summen spielen. Wir betrachten zunächst den Fall einer unmagnetischen Zwischenschicht ($\mu = \mu_0$), für welchen die Formeln sich erheblich vereinfachen. Dürfen wir voraussetzen, daß $e^{-4\pi P/d}$ ebenso wie $e^{-4\pi D/d}$ gegen 1 vernachlässigt

werden kann, und daß $n d/\lambda < 1$, dann ergibt sich

$$\Delta L = \frac{\mu_0 d}{2\pi} \left\{ \ln \frac{d}{2\pi \varrho} + \sum_{\alpha=1}^{\infty} \left(\frac{1}{\sqrt{\alpha^2 - \left(\frac{n d}{\lambda}\right)^2}} - \frac{1}{\alpha} \right) + \sum_{\alpha=1}^{\infty} \left(\frac{2}{\sqrt{\alpha^2 - \left(\frac{d}{\lambda}\right)^2} \cdot \sqrt{\alpha^2 - \left(\frac{n d}{\lambda}\right)^2}} - \frac{1}{\sqrt{\alpha^2 - \left(\frac{n d}{\lambda}\right)^2}} \right) \times e^{-4\pi \frac{|D-P|}{d} \sqrt{\alpha^2 - \left(\frac{n d}{\lambda}\right)^2}} \right\} \quad (1)$$

mit

$$\bar{n} = 1 \quad \text{für } D < P$$

$$\bar{n} = n \quad \text{für } D > P.$$

Die Zusatzinduktivität geht dabei in stetiger Weise über von der im Vakuum gültigen gemäß Gl. (19) der in der Schicht gültigen, welche man aus (19) e

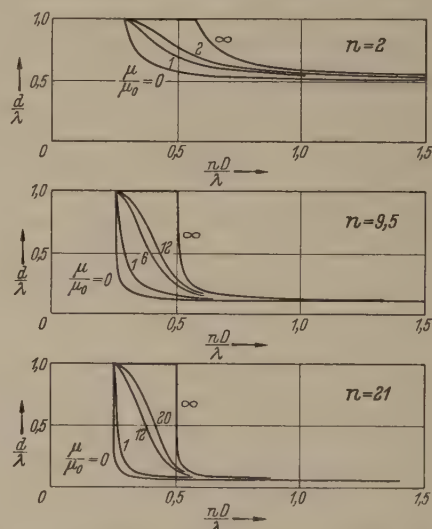


Abb. 5. Resonanzstelle der 1. Beugungsordnung mit der 1. Schicht-Eigenoscillation für verschiedene Medien.

fach dadurch erhält, daß man für λ die Wellenlänge im Medium einsetzt. Für das in der Schichtgrenze gelegene Gitter erhält man

$$\Delta L = \frac{\mu_0 d}{2\pi} \left\{ \ln \frac{d}{2\pi \varrho} + \sum_{\nu=1}^{\infty} 2 \cdot \left(\frac{1/2}{\nu+1} \right) \left(-\frac{d^2}{\lambda^2} \right)^{\nu} \times \frac{n^2(\nu+1) - 1}{n^2 - 1} \zeta(2\nu + 1) \right\}. \quad (2)$$

Explizit lautet die hierin enthaltene Summe

$$\sum = 0,601 \frac{n^2 + 1}{2} \left(\frac{d}{\lambda} \right)^2 + 0,389 \frac{n^4 + n^2 + 1}{3} \left(\frac{d}{\lambda} \right)^4 + 0,315 \frac{n^6 + n^4 + n^2 + 1}{4} \left(\frac{d}{\lambda} \right)^6 + \dots \quad (3)$$

Dieser Ausdruck liegt in ersichtlicher Weise zwischen den Werten, welche Gl. (20) innerhalb und außerhalb der Schicht annimmt.

Ist die Permeabilität des Zwischenmediums erheblich von der des Vakuums verschieden, dann unterscheidet sich (25) von (23) vor allem dadurch, daß die Zusatzinduktivität des eingebetteten Gitters im Verhältnis der Permeabilität größer ist als die des Gitters

in Vakuum. In der Schichtgrenze selbst haben wir im wesentlichen nach (27) den $\frac{2\mu}{\mu + \mu_0}$ -fachen Vakuumstrahl. Den Übergang der logarithmischen Glieder der Zusatzinduktivität zwischen den Extremfällen zeigt Abb. 3 für den Fall $d/\rho = 300$ und $\mu = 12\mu_0$. Man sieht, daß bei Annäherung an die Schichtgrenze von innen her die Induktivität sehr empfindlich von der Lage des Gitters abhängt, bei Annäherung von außen her dagegen relativ wenig.

Die wichtigste Eigenschaft der Summenglieder besteht darin, daß sie unendlich groß werden, sobald für eine der Beugungsordnungen der Nenner

$$\sqrt{\alpha^2 - \left(\frac{d}{\lambda}\right)^2} + \mu_0 \sqrt{\alpha^2 - \left(\frac{nd}{\lambda}\right)^2} \operatorname{ctg} \left(2\pi \frac{D}{d} \sqrt{\alpha^2 - \left(\frac{nd}{\lambda}\right)^2} \right) \\ \mu \sqrt{\alpha^2 - \left(\frac{d}{\lambda}\right)^2} + \mu_0 \sqrt{\left(\frac{nd}{\lambda}\right)^2 - \alpha^2} \operatorname{ctg} \left(2\pi \frac{D}{d} \sqrt{\left(\frac{nd}{\lambda}\right)^2 - \alpha^2} \right) \quad (31)$$

verschwindet. Die Nullstellen des Nenners in den Integralen (21) und (24) entsprechen denjenigen Winkeln, für welche die Schicht Eigenwellen besitzt, welche in y -Richtung fortschreiten, jedoch in der x -Richtung stehend sind, und nach außen exponentiell abklingen. Der Ausdruck (31) kann, wie leicht ersichtlich, nur dann verschwinden, wenn μ , n und die beiden Wurzeln aus $\alpha^2 - \left(\frac{d}{\lambda}\right)^2$ und $\left(\frac{nd}{\lambda}\right)^2 - \alpha^2$ reell sind, wenn also die Beugungsordnung α in der Schicht reell und außerhalb imaginär ist. Um die Lage der Null-

keine Lösung von (32), solange die Schichtdicke kleiner ist als $(\lambda/4\sqrt{n^2 - 1})$. Liegt die Schichtdicke zwischen dem Ein- und Dreifachen dieses Wertes, dann erhalten wir genau eine Lösung, zwischen dem Drei- und Fünffachen zwei usw., wir erhalten somit als Bedingung für das Auftreten von m Resonanzstellen

$$n^2 - 1 \gg (2m + 1)^2 \cdot \left(\frac{\lambda}{4D}\right)^2. \quad (33)$$

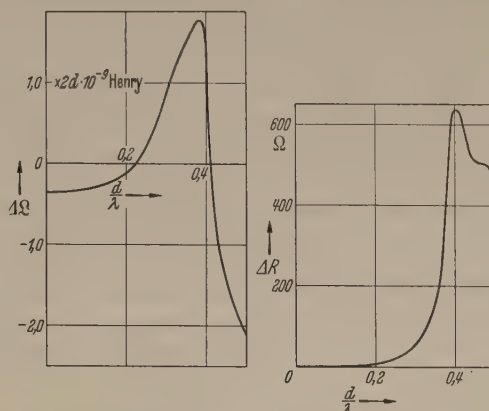


Abb. 7. Summenglied für $n = 21$ ($1 + 0,1 i$); $\mu = 12\mu_0$, bestehend aus Induktivität ΔL und Wirkwiderstand ΔR .

Man vermeidet die Resonanzen völlig, wenn man die Gitterkonstante d kleiner wählt als die Schichtwellenlänge λ/n , oder die Schichtdicke D kleiner als $\lambda/4n$. Die letzte Bedingung kann man allerdings, wenn man breitbandige Absorptionsfreiheit erreichen will, nicht für alle in Frage kommenden Wellenlängen erfüllen.

Die einzige Resonanz, welche praktische Bedeutung haben kann, ist die erste Resonanz der 1. Beugungsordnung, also $\alpha = m = 1$. Die Lage dieser Resonanzstelle ist für verschiedene reelle n und μ in Abb. 5 aufgetragen. Man muß, um die Resonanz auszuschließen, die Gitterkonstante um so kleiner halten, je größer D und n und je kleiner μ ist.

Die Resonanzstellen haben allgemein zur Folge, daß für die zugehörigen Wellenlängen die Induktivität unendlich und daher das Gitter unwirksam wird. Jedoch wird bereits durch einen kleinen komplexen Anteil des Brechungs-

exponenten (d. h. also durch einen kleinen Absorptionskoeffizienten der Schicht) die Resonanz weitgehend unschädlich gemacht. Wir tragen zunächst den Gang der Zusatzinduktivität mit der Wellenlänge für verschiedene reelle Werte von n und μ auf (siehe Abb. 6). Dabei ist angenommen, daß die Schichtdicke D gleich der Gitterkonstanten d ist, und für die Materialkonstanten sind die Werte $n = 2$, $\mu = \mu_0$; $n = 9,5$, $\mu = 6\mu_0$ und $n = 21$, $\mu = 12\mu_0$ herausgegriffen. Um das Auftreten höherer Beugungswellen auch für schrägen Einfall zu vermeiden, muß $d/\lambda < 1/2$ sein. Man sieht, daß innerhalb dieses Bereiches für $n = 2$ keine Resonanzstelle gelegen ist und die

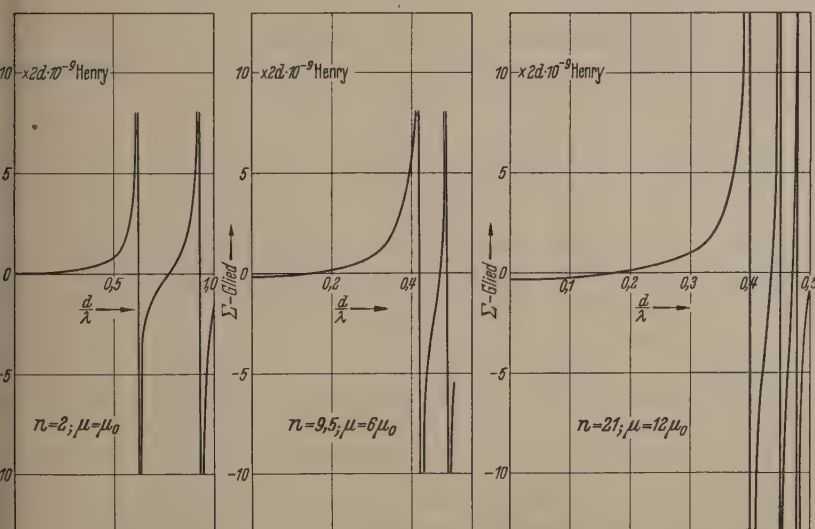


Abb. 6. Summenglied der Zusatzinduktivität in Abhängigkeit von der Wellenlänge. a) für $n = 2$; $\mu = \mu_0$. b) für $n = 9,5$; $\mu = 6\mu_0$. c) für $n = 21$; $\mu = 12\mu_0$.

ellen zu diskutieren, führen wir $\cos \chi'_\alpha = t$ als neue Variable ein und erhalten dann

$$\frac{\mu}{\mu_0} \cdot \sqrt{1 - \frac{1}{n^2} - t^2} = -t \cdot \cot(n k D t). \quad (32)$$

Diese Gleichung tragen wir in Abb. 4 graphisch auf. Die linke Seite ist ein Ellipsenquadrant, während die rechte Seite für $t = 0$ bei dem Wert $-1/nkD$ beginnt, an den Stellen $t = \lambda/4nD$, $3 \cdot \lambda/4nD$, $5 \cdot \lambda/4nD \dots$ Nullstellen besitzt und Unendlichkeitsstellen bei $t = m \cdot \lambda/2nD$. Da der Ellipsenquadrant auf der t -Achse die Strecke $\sqrt{1 - \frac{1}{n^2}}$ abschneidet, erhalten wir

Induktivität nur verhältnismäßig wenig ansteigt. Für $n = 9,5$ und $n = 21$ dagegen wird bereits der Bereich $\lambda < 3d$ wegen des starken Anstiegs der Induktivität und der dicht aufeinanderfolgenden Resonanzstellen unbrauchbar. Lassen wir aber das letzte Medium absorbierend sein, indem wir den Brechungsexponenten $= 21 \cdot (1 + 0,1 i)$ setzen, so erhalten wir im ganzen Bereich einen glatten Verlauf des Summengliedes (siehe Abb. 7). Infolge der Absorption tritt außer der Induktivität ein zusätzlicher Wirkwiderstand (imaginärer Anteil der Induktivität) auf, der gesondert aufgetragen ist. In dem gezeichneten Beispiel beträgt für $d/\lambda = 0,4$ der OHMSche Zusatzwiderstand allerdings noch mehr als derjenige Gitterwiderstand, welcher höchstens zulässig ist, wenn das Gitter als Absorptionsgitter wirkend sein soll, nämlich $120\pi \Omega$. Doch läßt sich der Wirkwiderstand durch Verkleinerung der Gitterkonstanten oder Vergrößerung der Absorption leicht weiter herabsetzen. Weist das Material auch noch magnetische Verluste auf (besitzt also auch μ einen Imaginärteil), dann tritt ebenfalls eine Verminderung der Zusatzinduktivität in der Gegend der Resonanzen ein, welche jedoch nicht bedeutend ist.

Zusammenfassung.

Idealisiert man das TRENTINISCHE Absorptionsgitter als ein unendlich ausgedehntes Gitter, bestehend aus sehr dünnen homogenen Drähten von komplexem Widerstand, welches parallel zu einer ideal reflektierenden

Wand aufgestellt wird, dann läßt sich die Wirkung des Gitters auf eine senkrecht einfallende ebene Welle einfacher geschlossener Form exakt angeben; dies kann vor der reflektierenden Wand noch eine homogene ebene Schicht dielektrischen und eventuell absorbierenden Materials eingebracht sein. Die Wirkung des Gitters ergibt sich als gleich derjenigen einer homogenen Fläche, deren Flächenwiderstand außer der einzelnen Draht zukommenden Größe noch Zusatz enthält, welche um so kleiner sind, je kleiner die Gitterkonstante ist. Für nicht absorbierende Zwischenschicht besteht der Zusatz in einer Induktivität, absorbierenden Zwischenschichten tritt außerdem noch ein zusätzlicher Wirkwiderstand auf. Die Zusatzinduktivität wird dann besonders groß, wenn der Schicht reelle Beugungsordnungen des Gitters entsprechen und diese mit einer der Schichten übereinstimmen. An einer solchen Resonanzstelle wird die Zusatzinduktivität unendlich, und das Gitter unwirksam. Durch einen verhältnismäßig kleinen Absorptionskoeffizienten der Schicht kann jedoch die Resonanz unschädlich gemacht werden; außerdem wird sie völlig vermieden, wenn man die Gitterkonstante kleiner wählt als die Wellenlänge in der Schicht.

Literatur. [1] TRENTINI, G. v.: Z. angew. Phys. 5, (1953). — [2] FRANZ, W.: Z. angew. Phys. 1, 416 (1949).

Prof. Dr. WALTER FRANZ,

Institut für theoretische Physik der Universität Münden.

Zum Mechanismus der Hochfrequenzentladung zwischen ebenen Platten.

Von FRITZ SCHNEIDER.

Mit 12 Textabbildungen.

(Eingegangen am 18. Februar 1954.)

A. Einleitung.

Im Gegensatz zur Mikrowellen- und Gleichstromentladung ist über den Mechanismus der Hochfrequenzentladung im Frequenzbereich zwischen 1–100 MHz noch wenig bekannt. Die Entdeckung dieser Entladungsart wurde bereits mit Funkensendern gemacht. Meßergebnisse, die sich im wesentlichen auf die Größe der Zünd- und Brennschwingung beziehen, konnten jedoch erst mit Hilfe von Röhrengeneratoren erzielt werden. Die Anregungsarten der Entladung und deren Erscheinungsformen sind mannigfachster Art. Um sich darum nicht im Uferlosen zu verlieren, soll sich diese Betrachtung auf die Entladung zwischen ebenen Platten in einem Druckbereich von 10^{-1} – 10^{-3} torr und auf Frequenzen um 10^7 Hz beschränken.

Unter diesen Bedingungen liegen eine Reihe von Arbeiten vor, die sich mit der Messung der Zünd- und Brennschwingung bei verschiedenen Gasen befassen. (Es sei auf die Arbeiten von KIRCHNER [1] und ROHDE [2] hingewiesen). Zusammenfassend läßt sich darüber sagen: Die Träger pendeln infolge des schnellen Umpolens der Feldstärke viele Male zwischen den Platten hin und her, bevor sie durch Diffusion oder sonstige Einwirkungen aus der Entladung verschwinden. Das hat zur Folge, daß die Ionisierungswahrscheinlichkeit verglichen mit der in der Gleichstromentladung unter denselben Bedingungen, um Zehnerpotenzen steigt.

Durch diese Vorstellung konnte erklärt werden, daß eine selbstständige Hochfrequenzentladung noch bei Drucken von 10^{-4} torr aufrechtzuerhalten ist.

Die Abhängigkeit der Zündspannung vom Druck ist dieselbe wie im Gleichstromfall und kann auch erklärt werden. Für die Brennschwingung gilt dasselbe. Erst ihre absolute Größe und ihr Frequenzgang sind neu und widersprechen nach den bisherigen Überlegungen den Erwartungen. Denn, macht man die Annahme, daß die Hochfrequenzentladung keine sich dauernd umpolende Gleichstromentladung ist (was bei Frequenzen über 1 MHz berechtigt erscheint, da zum Aufbau einer Gleichstromentladung 10^{-5} sec vergehen), so können sich keine Raumladungen vor der jeweiligen Kathode ausbilden und das Feld zwischen ebenen Platten müßte homogen sein. Die allein zur Ionisation befähigten Träger sind Elektronen und ihre im Feld aufgenommene Energie müßte $[E_0/\omega]^2$ proportional sein (E_0 Scheitelwert der Wechselfeldstärke, ω Frequenz), was zur Folge hätte, daß mit wachsender Frequenz auch die Brennschwingung (nach unserer Annahme ist sie der Feldstärke proportional) zunehmen müßte. Das Experiment lehrt aber, daß es zwischen Gleichstromfall und 100 MHz gerade umgekehrt ist. Rechnet man sich die im Hochfrequenzfeld von den Elektronen aufgenommene Energie unter Zugrundlegung der gemessenen Brennschwingungswerte aus, so liegt sie im Extremfall größer

ordnungsmäßig eine Zehnerpotenz unter der Ionisationsenergie des betreffenden Gases.

Ein weiteres interessantes Experiment stammt von KIRCHNER [3]. Er fand, daß positive Träger mit einer Energie von 100 eV aus einer Hochfrequenzentladung herausfliegen und nimmt an, da es unmöglich ist, daß diese Energie im Hochfrequenzfeld aufgenommen worden ist, daß eine statische, positive Raumladung zwischen den Platten wirksam sein muß.

In folgender Abhandlung wird nun versucht eine Erklärung zu oben Gesagtem zu geben.

B. Theoretische Betrachtungen zum Brennmekanismus.

a) Trägerdichteverteilung.

Wir wollen annehmen, daß die Entladung gezündet und sich ein Gleichgewicht eingestellt hat. Nach einer Theorie von TARO KIHARA [4] kann man die Geschwindigkeitskomponente der Ladungsträger, hervorgerufen durch den Einfluß des hochfrequenten Wechselfeldes gegen die von der thermischen Bewegung herrührende, vernachlässigen. Als anregende und ionisierende Träger kommen nur Elektronen in Betracht (von Metastabilen wollen wir absehen) und ihre Ionisationswirkung liegt in ihrer thermischen Energie, die sie aus dem Hochfrequenzfeld beziehen. Ihre Temperatur kann wegen der hohen Frequenz des angelegten Feldes und der geringen energetischen Kopplung mit den anderen Plasmapartnern als zeitlich konstant angenommen werden; dasselbe wollen wir mit einer gewissen Berechtigung auch für die räumliche Abhängigkeit voraussetzen. Für den Druckbereich, auf den die Betrachtung bezogen ist, kommt für die Trägervernichtung nur Rekombination an der Begrenzungswand in Frage; außerdem soll hier die Diffusionstheorie gelten.

Die Träger werden durch Diffusion aus der Entladung herausgeführt. Insoweit würde sich das Hochfrequenzplasma von einem feldfreien Plasma nicht unterscheiden. Die positiven Träger werden wegen ihrer großen Masse in ihrer Bewegung durch den schnellen Wechsel der Feldstärke auch nicht beeinflußt, wohl aber die Elektronen. Wollte man eine Stationaritätsbedingung aufstellen, die die periodische Bewegung der Elektronen mit berücksichtigt, so würde man auf unlösbare Schwierigkeiten stoßen. Allein die Lösung der Bewegungsgleichung des Elektrons in einem zeitlich und räumlich variablen Feld kann recht kompliziert werden und scheint ungangbar, wenn die Feldstärke selbst eine Funktion der unbekannten Elektronendichte ist (siehe unter b dieses Abschnitts). Es wird deshalb versucht eine sinnvolle Näherung zu wählen, die die Zeitabhängigkeit der Trägerdichte nicht mehr enthält, die nur noch einen zeitlichen Mittelwert der Trägerdichte als Funktion der Raumkoordinaten liefert.

Betrachten wir ein Elektron an einem Punkt in einem gewissen Abstand von der Elektrode. Die elektrische Feldstärke sei normal zur Elektrode gerichtet und das Elektron vollführt Schwingungen um diesen Punkt. Solange die Amplitude kleiner als der Abstand Elektrode-Aufpunkt ist, hat man eine im zeitlichen Mittel konstante „Elektronendichte“ im Aufpunkt. Wird die Amplitude aber größer als besagter Abstand, so erreicht das Elektron nach spätestens einer Periode die Elektrode, ist nicht mehr befähigt zurückzuschwingen und die „Elektronendichte“ im Aufpunkt ist von einem endlichen Wert auf Null abgesunken. Der peri-

odischen Bewegung ist im Plasma noch eine thermische überlagert. Hat das Elektron hierdurch eine Geschwindigkeitskomponente, die auf die Wand zugerichtet ist, so genügt eine kleinere Feldstärke um es zur Elektrode abzuführen, als wenn die Komponente von der Wand wegzielen würde. Man kann auch sagen: Für eine bestimmte Feldstärke besteht eine gewisse Wahrscheinlichkeit die Wand zu erreichen; sie ist um so größer, je höher die Feldstärke ist und je näher sich der Aufpunkt gegenüber der Elektrode befindet.

Wie Eingangs erwähnt, wollen wir uns auf die zylindrische Entladungsform beschränken und die elektrische Wechselfeldstärke in Achsenrichtung (x -Richtung, Abb. 1) annehmen. Dann gilt unter oben gemachten Voraussetzungen für den positiven und negativen Teilchenstrom:

$$\left. \begin{aligned} j^+ &= -D^+ \nabla N + b^+ E_{st} N \\ j^- &= -D^- \nabla N - b^- E_{st} N + \alpha x N \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

D Diffusionskonstante, N Plasmadichte, b Beweglichkeit.

E_{st} ist eine sich durch die Stationaritätsbedingung ($j = \dot{j}$) einstellende statische Feldstärke; αx ist die unter obiger Voraussetzung gemachte Wahrscheinlichkeit, mit der ein Elektron unter dem Einfluß des Wechselfeldes im zeitlichen Mittel aus einem bestimmten Raumpunkt herausgeführt wird. Die lineare Form wurde deshalb gewählt, weil sie die einfachste Funktion ist, die der Symmetrie des Problems entspricht. Über α läßt sich aus unserer Annahme nur soviel sagen, daß es mit wachsender Wechselfeldstärke auch größer werden muß.

Aus der Stationaritätsbedingung folgt

$$j = -D_a \nabla N + \frac{b^+}{b^- + b^+} \alpha x N$$

D_a ambipolarer Diffusionskoeffizient.
und weiter

$$\oint j \, df = \int v N \, d\tau \quad \text{div } j = v N$$

$v = v(T; p)$ die von einem Elektron pro Zeiteinheit erzeugten Trägerpaare.

$$D_a \Delta N - \frac{b^+}{b^- + b^+} \alpha x \nabla N + \left(v - \frac{b^+}{b^- + b^+} \alpha \right) N = 0$$

$$\Delta N - a x \nabla N + (\kappa - a) N = 0$$

$$\kappa = \frac{v}{D_a}; \quad a = \frac{b^+}{b^- + b^+} \frac{\alpha}{D_a}.$$

Durch den Ansatz $N = N_0 A(x) B(r)$ können wir die Diffgl. separieren; die r -Abhängigkeit liefert nichts Neues (SCHOTTKYsche Theorie der positiven Säule) und für die x -Komponente von N erhält man

$$\frac{\partial^2 A}{\partial x^2} - a x \frac{\partial A}{\partial x} + (k - a) A = 0 \quad k = \kappa - \left(\frac{2,402}{R} \right)^2$$

folgt aus dem Separationsansatz.

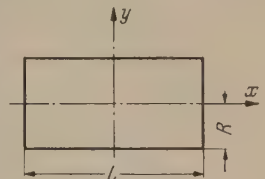


Abb. 1. R Rohrradius.
 $L \approx$ Elektrodenabstand.
 y in der Abbildung ist falsch.
Richtig ist r .

Durch Reihenansatz erhält man daraus:

$$\left. \begin{aligned} \frac{N}{N_0 B(r)} = y = 1 + \frac{a-k}{2!} x^2 + \\ + \frac{(3a-k)(a-k)}{4!} x^4 + \dots \\ \dots + \frac{[(n-1)a-k][(n-3)a-k] \dots (a-k)}{n!} x^n \dots \end{aligned} \right\} (2)$$

n geradzahlig.

Der hochfrequente Charakter der Entladung wird durch a ausgedrückt; ist $a = 0$, so liegt ein ungestörtes Plasma vor; mit wachsender Wechselfeldstärke wird a größer und kann sich k beliebig nähern. Es sind nämlich nur solche Lösungen sinnvoll, bei denen die Trägerdichte positiv ist; außerdem muß unsere Lösung die Randbedingung erfüllen: $y = 0$ für $x = \pm L/2$. Aus derselben Forderung $N = 0$ für die Begrenzung muß

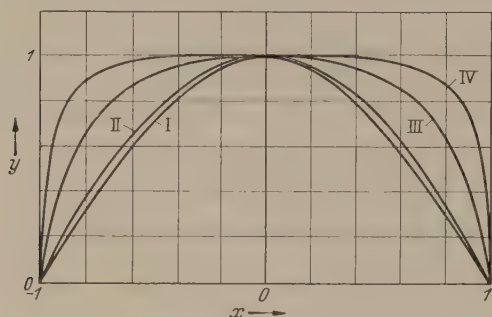


Abb. 2. Theoretische Dichteverteilung nach Gl. (2).

auch L um die Pendelamplitude (der äußeren Zonen der Entladung) kleiner sein als der Elektrodenabstand, da in der Dichteverteilung y nach Voraussetzung die Zeitabhängigkeit gemittelt einging.

Einige Beispiele für verschiedene a nach Gl. (2):

I. $a = 0$	$y = \cos \sqrt{k} x$	$k = (\pi/L)^2$
II. $a = 1/3 k$	$y = 1 - 1/3 k x^2$	$k = 12/L^2$
III. $a = 0,9 k$	$y = f_1(x)$	$k \approx (5/L)^2$
IV. $a = 0,99 k$	$y = f_2(x)$	$k \approx (6,2/L)^2$

Da die Reihe konvergiert, wurden f_1 und f_2 -Werte durch Einsetzen ermittelt und die dazugehörigen k -Werte durch graphische Näherung bestimmt (Abb. 2).

Aus den Grundgleichungen (1) folgt durch Eliminieren von j ($j^- = j^+$):

$$\begin{aligned} E_{st} &= \frac{D^+ - D^-}{b^+ + b^-} \frac{\nabla N}{N} + \frac{\alpha}{b^+ + b^-} x \\ &= -\frac{D^-}{b^-} \frac{\nabla N}{N} + \frac{D_a}{b^-} a x \quad \frac{D^-}{b^-} \approx \frac{D_a}{b^+} \approx \frac{k T^-}{e} \\ &= -\frac{k T^-}{e} \left(\frac{\nabla N}{N} - a x \right) \quad \text{da: } \begin{aligned} b^- &\gg b^+ \\ D^- &\gg D^+, \\ T^- &\gg T^+ \end{aligned} \end{aligned}$$

Durch Integration folgt

$$U_{st} = + \frac{k T^-}{e} \left(\ln \frac{N_0}{N} + \frac{a}{2} x^2 \right). \quad (3)^1$$

b) Verlauf der Wechselfeldstärke in der Entladung.

Folgende Betrachtung soll zeigen, daß die hochfrequente Feldstärke im Entladungsraum bei Anwesenheit von beweglichen Trägern nicht als ortsunabhängig angenommen werden kann. Zur Berechnung

ihres Verlaufs soll die Trägerdichteverteilung des vorigen Abschnitts dienen.

Durch die Einwirkung des Wechselfeldes werden die Träger zu Schwingungen angeregt und einen Strombeitrag liefern; der Anteil der positiven Träger ist gegen den der Elektronen zu vernachlässigen. Für irgendeinen Querschnitt im Entladungsraum folgt aus der I. MAXWELLSchen Gleichung, daß der Gesamtstrom (Leitungsstrom plus Verschiebungsstrom) von Ort des Querschnitts unabhängig ist. Vernachlässigt man die r -Abhängigkeit der Trägerdichte, so gilt dieser Satz auch für die Stromdichte

$$j_{ges} = Nev + \epsilon_0 \frac{\partial E_w}{\partial t} \quad v \text{ und } E_w \text{ parallel zur } x\text{-Richtung.}$$

Um die Geschwindigkeit v der Elektronen zu berechnen, müßte man E_w kennen. Nur für den Fall, daß sich E_w auf der Pendelstrecke des Elektrons nicht ändert, wird die Berechnung gangbar. Dies ist erfüllt für genügend hohe Frequenzen, kleinste Pendelamplituden oder homogene Trägerdichte. Keine der drei hinreichenden Bedingungen ist bei unserem Problem erfüllt. Die letzte läßt sich aber durch eine vereinfachte Darstellung der Trägerverteilung schaffen. Wie spätere Messungen zeigen, kann die Trägerdichteverteilung im H - F -Plasma durch die Kurven III oder IV der Abb. 2 dargestellt werden. Diese Trägerverteilung wollen wir so vereinfachen, daß wir den Raum zwischen den Elektroden in drei Zonen unterteilen; den elektrodennahen Zonen I die Dichte 0 und der mittleren eine konstante Dichte N_0 zuordnen (Siehe Abb. 4).

Für Zone I gilt dann

$$J_{ges} = F j_{ges} = F \epsilon_0 \frac{\partial E_{w1}}{\partial t} \quad (4)$$

F Querschnitt des Entladungsgefäßes, ϵ_0 Dielektrizitätskonstante des Vakuums, E_{w1} Wechselfeldstärke in Zone I.

Da dies für irgend einen Ort x in Zone I gilt, ist die Wechselfeldstärke vom Ort unabhängig. Die am Entladungsgefäß anliegende Spannung U_0 hat eine sinusförmige Zeitabhängigkeit; dasselbe wollen wir daher für E_{w1} tun und aus Gl. 4 folgt dann

$$J_{ges} = F \epsilon_0 i \omega E_{w1} = \frac{i \omega F \epsilon_0}{d_1} U_1$$

U_1 Spannungsabfall an Zone I, d_1 Ausdehnung der Zone I.

Zone I stellt also einen Widerstand $\Re_1 = \frac{d_1}{i \omega \epsilon_0 F}$ dar; er ist rein kapazitiv mit der Größe $C_1 = \frac{F \epsilon_0}{d_1}$ als Kapazität.

Für Zone II gilt

$$J_{ges} = F \epsilon_0 \frac{\partial E_{w2}}{\partial t} + F N_0 e v. \quad (5)$$

Dieselben Überlegungen die für Zone I galten, führen auch hier zur Unabhängigkeit der Wechselfeldstärke E_{w2} von der Raumkoordinate und zur gleichen Zeitabhängigkeit. E_{w2} ist hiermit bis auf seine absolute Größe festgelegt. Das genügt, um die Geschwindigkeit v der Elektronen dieser Zone als Funktion der Wechselfeldstärke auszudrücken.

Die Bewegungsgleichung des Elektrons lautet

$$m \dot{v} + \frac{e}{b^-} v = e E_{w2}.$$

¹ Siehe DOSSE-MIERDEL: Der elektrische Strom im Hochvakuum und in Gasen, Seite 168.

Aus unserem Ansatz

$$E_{w2} = E_0 \exp(i\omega t) \text{ folgt } v = v_0 \exp(i\omega t)$$

und weiter

$$(i\omega + \varrho) v = \frac{e}{m} E_{w2} \cdot \frac{e}{b} = \varrho \text{ ist die}$$

Stoßzahl des Elektrons in der Zeiteinheit.

$$v = \frac{e}{m i \omega + \varrho} E_{w2}$$

in Gl. (5) eingesetzt

$$J_{ges} = \left(F \varepsilon_0 i \omega + \frac{F N_0 e^2}{m} \frac{1}{i \omega + \varrho} \right) E_{w2}.$$

E_{w2} Feldstärke in Zone II.

$$J_{ges} = \left(\frac{F \varepsilon_0 i \omega}{d_2} + \frac{F N_0 e^2}{m d_2} \frac{1}{i \omega + \varrho} \right) U_2. \quad (6)$$

U_2 Spannungsabfall in Zone II.

Der Klammerausdruck stellt einen reziproken Widerstand dar, der als Parallelschaltung einer Kapazität mit einem komplexen Widerstand gedeutet werden kann. Der komplexe Widerstand setzt sich aus der Reihenschaltung einer Induktivität und eines OHMSchen Widerstandes zusammen. Für Kapazität,

Induktivität und OHMSchen Widerstand folgt unmittelbar aus Gl. (6):

$$C_2 = \frac{\varepsilon_0 F}{d_2}; \quad L = \frac{m d_2}{F N_0 e^2}; \quad R = \frac{m \varrho d_2}{F N_0 e^2};$$

$$\Re_2 = \frac{1}{\frac{F \varepsilon_0}{d_2} \left(i \omega + \frac{e^2 N_0}{m} \frac{1}{i \omega + \varrho} \right)}.$$

Die Entladung zwischen ebenen Platten kann also nach dem bisherigen in ihrem elektrischen Verhalten durch das Ersatzschaltbild Abb. 3 angenähert werden.

Um die Eigenschaften eines solchen Netzwerks besser überblicken zu können, wollen wir R vernachlässigen; unsere Schaltung ist durch eine Parallel- und eine Reihenresonanz ausgezeichnet und hat folgende Eigenfrequenzen

$$\omega_p^2 = \frac{N e^2}{m \varepsilon_0}; \quad \omega_r^2 = \frac{N e^2}{m \varepsilon_0} \frac{2 d_1}{d_2 + 2 d_1}; \quad (7)$$

Interessant ist hieran die Reihenresonanz; in Zone II, (Plasma) kann hiernach eine Feldstärke existieren, selbst wenn am ganzen Kreis die Spannung $U_0 = 0$ liegt (Siehe Abb. 4). Dieses ideale Verhalten wird natürlich durch den OHMSchen Widerstand etwas abgeflacht.

Für ein kräftig angeregtes Hochfrequenzplasma darf man mit Trägerdichten $> 10^{10}/\text{cm}^3$ rechnen. Für Frequenzen um 10^7 Hz bedeutet dies, daß die Feldstärke E_{w1} größenordnungsmäßig über E_{w2} liegt ($\Re_1 \gg \Re_2$). Das bedeutet, daß der Spannungsabfall an der Röhre praktisch in den beiden Zonen I liegt. Durch die Feldstärke E_{w2} wird die Entladung aufrechterhalten. (Der stationäre Zustand für eine bestimmte Dichteverteilung bei konstantem Druck ist durch ein bestimmtes κ bedingt — siehe Abschnitt Trägerdichte — und κ ist eine Funktion der Elektronentemperatur und

diese wiederum eine Funktion der Feldstärke). Um dasselbe E_{w2} (also dieselbe Trägerverteilung) bei höheren Frequenzen zu erzielen, ist eine kleinere Gesamtspannung U_0 an der Röhre erforderlich, wie man sich leicht an Hand des Ersatzschaltbildes klar machen kann. Dieses Verhalten gilt allerdings nur für Frequenzen unterhalb der Reihenresonanz. Die ROHDEschen Messungen zeigen, daß die Brennspannung einer Entladung bis zu Frequenzen von ≈ 100 MHz abfällt. Wenn in diesem Gebiet die Reihenresonanz liegt, so würde das in Gl. 7 einer Trägerdichte N_0 von einigen $10^8/\text{cm}^3$ entsprechen, was für ein schwach angeregtes

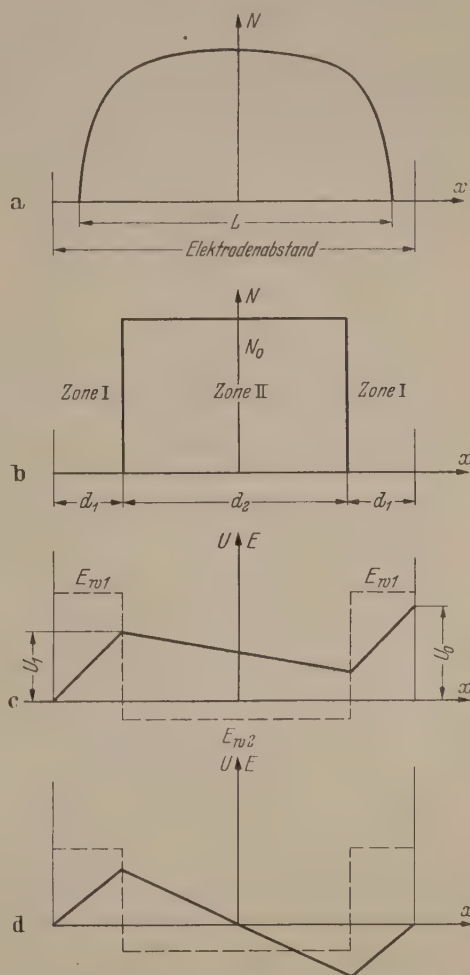


Abb. 4. a) Dichteverteilung nach Abb. 2; b) Vereinfachte Dichteverteilung; c) Feldstärke und Spannungsverlauf unterhalb der Serienresonanz; d) Feldstärke- und Spannungsverlauf bei Serienresonanz.

Plasma wohl zutreffend ist (die Vernachlässigung des OHMSchen Widerstandes in der Umgebung der Reihenresonanz scheint somit nachträglich gerechtfertigt: Der induktive Widerstand verhält sich nämlich zum OHMSchen wie ω/ϱ und für einen Druck von 10^{-2} torr, eine mittlere thermische Energie der Elektronen von 10 eV und eine anregende Frequenz von 100 MHz verhalten sich diese beiden Widerstände wie 15/1).

Schließlich wollen wir noch eine Abschätzung über die „Vorspannung“ des Plasmas gegen die Elektrode machen. Wollte man sie aus Gl. 3 berechnen, so würde man einen unendlich großen Wert erhalten, was sinnlos erscheint; der Grund liegt an der Ungültigkeit der Diffusionstheorie für Gebiete, in denen durch starke Felder eine überwiegend gerichtete Bewegung vorliegt.

Wir wollen unser vereinfachtes Modell — keine Träger in den Zonen I, konstante Dichte in Zone II — zur Abschätzung benutzen. Zwischen Elektrode und Plasma liegt die Wechselspannung U_1 ($U_1 \approx \frac{U_0}{2}$ für kräftige Anregung in unserem Frequenzbereich). Um den Zustand konstanter Elektronendichte in Zone II

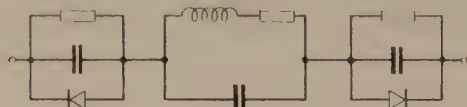


Abb. 5. Vollständiges Ersatzschaltbild der Entladung.

aufrechtzuerhalten, bildet sich zwischen Elektrode und Plasma eine Gleichspannung aus (Elektrode negativ gegen Plasma), die dem Spitzenwert der Wechselspannung U_1 entspricht. Diese idealisierte Beschrei-

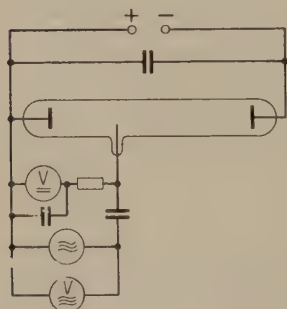


Abb. 6. Anordnung zur Messung des HF Kontaktpotentials.

bung trifft nicht ganz zu; in dem zwischen Plasma und Elektrode herrschenden Potentialgefälle fließt ein positiver Strom vom Plasma zur Elektrode. Im stationären Zustand muß aber im zeitlichen Mittel ein gleich großer Elektronenstrom zur Elektrode abgeführt werden. Um gegen Potentialgefälle in der Größenordnung von 100 Volt anzulaufen reicht die thermische Energie der Elektronen nicht aus. Die Elektrode muß während einer Periode des Wechselfeldes zeitweilig positiv gegenüber Zone II werden, und zwar solange, daß in dieser Zeit ein genügend großer Elektronenstrom fließen kann, der gerade den positiven Strom deckt, welcher während einer Periode im statischen Potentialgefälle fließt. Das bedeutet aber, daß die Gleichspannung zwischen Plasma und Elektrode etwas kleiner als die Wechselspannungsamplitude U_1 sein muß. Die Betrachtung ist vergleichbar mit der Gleichrichtung einer Wechselspannung an einer Diode, der ein OHM-scher Widerstand parallel liegt.

Durch diese Überlegung müssen wir das Ersatzschaltbild Abb. 3 noch erweitern, indem wir C_1 eine Diode und einen nichtlinearen Wirkwiderstand parallel schalten (Abb. 5). Die Diode bewirkt den einseitigen Elektronenstrom; der Abfluß der Positiven wird durch den Widerstand dargestellt.

C. Die Sonde in der Hochfrequenzentladung.

Führt eine Sonde HF Spannung gegen das sie umgebende Plasma, so wird die Trägerdichte, ähnlich wie

an der Begrenzungswand, in einem schmalen Bereich vom Wert 0 an der Sondenoberfläche auf die Plasmadichte anwachsen. Hochfrequenzmäßig ist dadurch die Sonde, nach Abschn. B; b, vom Plasma durch eine Kapazität getrennt, an der die Wechselspannung abfällt, die die Sonde nach Voraussetzung gegenüber dem Plasma haben soll. Nach den Überlegungen des vorigen Abschnitts bedeutet dies, daß sich die stromlose Sonde gegenüber dem Plasma negativ um etwas weniger als die Scheitelspannung auflädt. Die Hochfrequenzspannung zwischen Sonde und Plasma hat ein Kontaktpotential zur Folge, analog dem, das entsteht, wenn positive und negative Träger verschiedene Temperaturen haben (hier liegt der Unterschied in der verschiedenen großen Pendelamplituden der Positiven und Negativen).

Zur Prüfung dieser Annahme wurde einer Sonde im Gleichstromplasma eine definierte HF Spannung

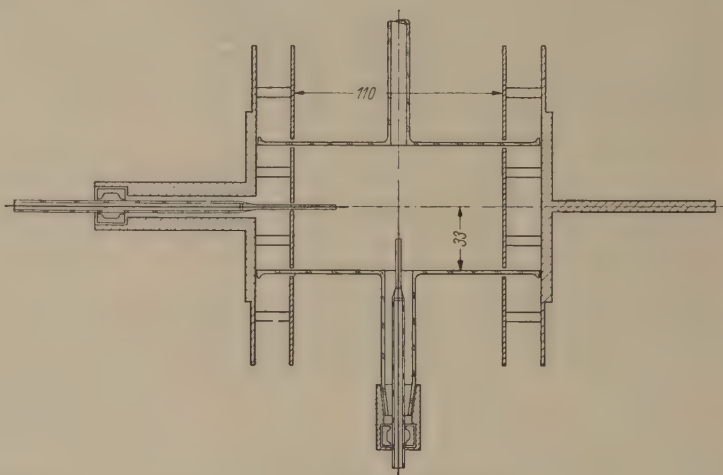


Abb. 7. Entladungsgefäß.

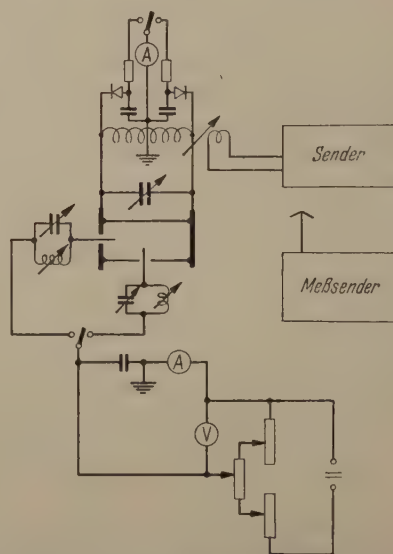


Abb. 8. Blockschaltbild.

zugeführt. Die an ihr entstehende statische Vorspannung ist negativ und der Scheitelspannung ungefähr gleich (Meßapparatur nach Abb. 6).

D. Apparatur.

Die Entladung wurde in einem zylindrischen Gefäß aus Normalglas erzeugt. Die Elektroden bestanden aus Aluminium und waren in 2 cm Entfernung von der

Endscheiben durch Bolzen elektrisch mit ihnen verbunden. Dieser Abstand von den aufge kitteten Endscheiben wurde deshalb gewählt, um eine eventuelle Verdampfung des Kittmaterials durch aufprallende Entladungspartner zu verhindern. Zur Homogenisierung des Feldes wurden die Elektroden durch äußere Scheiben ergänzt. Um den Entladungsraum abtasten zu können, war das Entladungsgefäß mit je einem Stutzen in achsialer und radialer Richtung versehen, in denen durch doppelte Simmerringe Langmuirsonden kontinuierlich verschoben werden konnten. Der Druck im Entladungsgefäß war mittels Durchströmungsmethode beliebig zu variieren; gemessen wurde er mit einem MacLeod Manometer. Als Versuchsgas diente Wasserstoff, der einer Bombe entnommen und in einer Kühlfalle von CO₂, CO und H₂O befreit wurde. Der mit den Elektroden des Gefäßes galvanisch verbundene Schwingkreis war induktiv und niederohmig an den Generator gekoppelt. Durch Veränderung des Kopplungsfaktors und kapazitive Abstimmung des Schwingkreises konnte die Spannung am Entladungsgefäß verändert werden. Gemessen

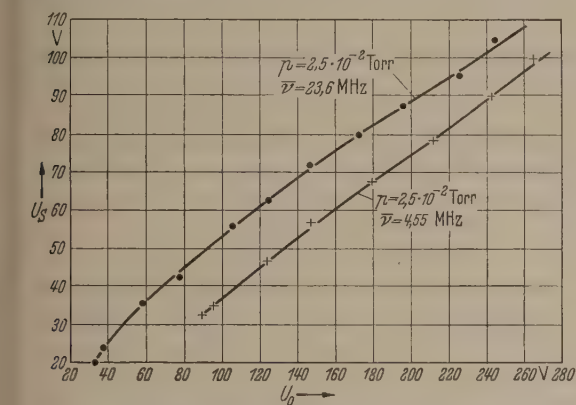


Abb. 9. Statische Plasmaspannung, aufgenommen mit Radialsonde in der Mitte des Entladungsröhres.

wurde sie mit einem Röhrenvoltmeter in Spitzen gleichrichtung. Als Generatoren wurden ein zwei-stufiger Sender für das 5 und 24 MHz Band und ein Gegentaktoszillator für den 60 MHz Bereich gewählt. Gute Frequenzkonstanz war gewährleistet; mit einem Überlagerungsfrequenzmesser konnte sie laufend überprüft werden (siehe Abb. 7 und 8).

E. Messungen.

Zunächst sei ein Experiment erwähnt, das unser Ersatzschaltbild nach Abb. 3 stützt. Der Schwingkreis, der an der Entladungsröhre liegt, wird kapazitiv auf Resonanz abgestimmt, ohne daß die Entladung zündet. Darauf wird die Anodenspannung der Endröhre stark erhöht, so daß eine große Wechselspannung an der Entladungsröhre entsteht und diese zündet. Um wieder auf Resonanz zu kommen, muß die Schwingkreiskapazität verkleinert werden; d. h.: Die Entladung hat den Charakter einer Kapazität. Für kräftige Anregung (N_0 groß) kann nämlich im Ersatzschaltbild Abb. 3 der Widerstand R_2 vernachlässigt werden und die Kapazitäten der Zonen I tragen allein zum Widerstand der Entladung bei. Rechnet man sich die Gesamtkapazität aus d_1 und F aus ($d_1 \approx$ Dunkelraumlänge), so ergibt sich bei der Entladungsröhre nach Abb. 7 ($p = 10^{-2}$ torr, $\bar{\nu} = 23,6$ MHz, $U_{0\text{res}} = 300$ V, $d_1 \approx 0,5$ cm) eine Gesamtkapazität von ≈ 3 pF

und die Kapazitätsverminderung am Schwingkreis zu ≈ 5 pF.

Um bei der Messung des statischen Plasmapotentials U_s in der Hochfrequenzentladung keinen allzu-

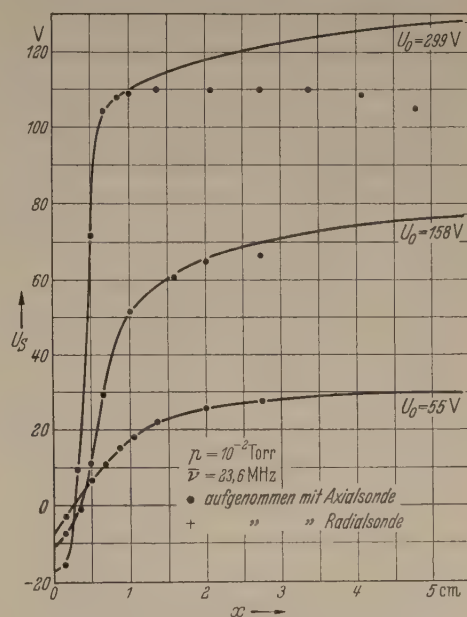


Abb. 10. Statisches Plasmapotential in axialer Richtung.

großen Fehler zu machen, muß man nach Abschn. C dafür sorgen, daß zwischen Sonde und Plasma ein möglichst kleines Wechsepotential liegt.

Für die Radialsonde konnte dies ungefähr erreicht werden indem die Ebene, in der die Sonde lag (entspricht der elektr. Mitte des Ankopplungskreises), geerdet wurde. Außerdem war die Sonde mit einem Sperrkreis versehen, der auf die anregende Frequenz

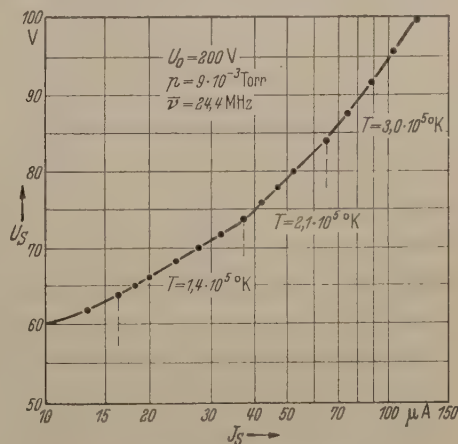


Abb. 11. Sondenkennlinie.

abgestimmt war, um von außen auf die Zuleitung influenzierte Streuspannungen abzudrosseln (siehe Abb. 8). Die mit dieser Anordnung aufgenommene Abhängigkeit der statischen Sondenspannung U_s als Funktion der Röhrensannung U_0 zeigt Abb. 9. Der Zusammenhang ist in guter Näherung linear. Die Sondenspannung ist für größere Wechselamplituden kleiner als $U_0/2$. Für kleinere U_0 dagegen wird U_s bei der Kurve für 23,6 MHz größer als $U_0/2$. Dies kann wie folgt erklärt werden: Für kleinere Anregungsspannungen U_0 (N_0 klein, L groß) fällt der Widerstand R_2 bei der größeren Frequenz schon ins Gewicht, das

heißt die Resonanzüberhöhung wird merklich, was bedeutet daß U_1 größer als $U_0/2$ wird. Dementsprechend kann auch U_s größer als $U_0/2$ werden. Die Frequenzabhängigkeit von U_s kann am einfachsten aus dem Ersatzschaltbild Abb. 5 erklärt werden. Je größer die Frequenz gegenüber der reziproken Zeitkonstanten des RC -Gliedes wird, das der Diode parallel liegt, desto mehr nähert sich U_s der HF Teilspannung U_1 .

Um den statischen Potentialverlauf in axialer Richtung zu verfolgen, wurde eine Sonde in dieser Richtung eingeführt. Da aber die Wechselfeldstärke auch diese Richtung hat, läßt sich eine Verzerrung des Feldverlaufs nicht vermeiden und das statische Potential wird durch das HF Kontaktpotential um

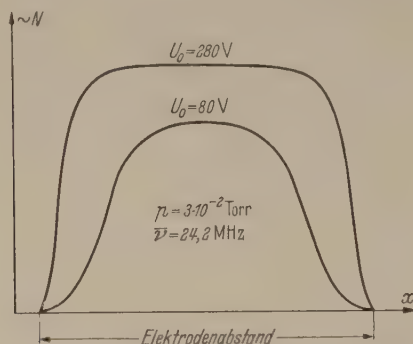


Abb. 12. Dichteverteilung nach photometrischer Methode.

einen negativen Betrag verfälscht. Qualitativ wird der Verlauf des Potentials nach Gl. (3) richtig wiedergegeben; je größer die erregende Wechselfeldstärke ist, desto steiler fällt die Trägerdichte auf den Wert 0, was durch $\ln N_0/N$ in Gl. (3) noch verschärft wird. (Siehe Abb. 10.)

Nimmt man in der HF Entladung eine Sondenkennlinie auf, so erhält man, auf halblogarithmischem Papier aufgetragen, Kurven, die auf längeren Stücken Geraden sind (siehe Abb. 11); besonders ausgeprägt bei größeren Anregungen des Plasmas. Wenn man nach der LANGMUIRSchen Sondentheorie aus dem Anstieg die Elektronentemperatur berechnet, so kommt man auf Temperaturen um $2 \cdot 10^5$ °K. Diese Werte liegen höher als im Gleichstromfall. Wenn man aber bedenkt, daß die Elektronentemperatur eine Funktion von κ ist (Abschn. B; a), und κ in der HF Entladung für kräftige Anregung viel größer werden kann als im Gleichstromfall, so mag dies verständlich erscheinen. Ungeklärt bleibt allerdings das plötzliche Anwachsen der Elektronentemperatur. (Im Gleichstromfall wurde dasselbe Verhalten auch schon beobachtet).

Die Trägerdichteverteilung konnte aus Sondenmessungen nicht bestimmt werden, da ein Übergang zum Sättigungsstrom in der Kennlinie nicht eindeutig festgestellt werden konnte. Ein relatives Maß für die Dichteverteilung in axialer Richtung wurde durch folgende Überlegung gewonnen. Wenn die Elektronentemperatur im ganzen Raum konstant ist, so verursacht jedes Elektron pro Zeiteinheit in gleichen Volumenelementen gleich viel angeregte Zustände und deren Lebensdauer $\approx 10^{-8}$ sec beträgt, erfolgt die Ausstrahlung praktisch am Ort der Anregung (Metastabilen vernachlässigt); das heißt, die pro Volumeneinheit ausgestrahlte Lichtmenge ist der Elektronendichte N proportional. Auf photographischem Weg wurde die Lichtintensität der Entladung bestimmt (Selbstabsorption ist vernachlässigt) und nach oben Gesagtem der Elektronendichte N proportional gesetzt. Die Kurven der Abb. 12 entsprechen den Erwartungen nach Abb. 2.

In vorliegender Arbeit wurde ein Versuch unternommen, einen Beitrag zum Mechanismus der hochfrequenten Gasentladung zu geben. Durch vereinfachte Annahmen konnte die Entladung in ihrem elektrischen Verhalten durch ein Ersatzschaltbild beschrieben werden. Dieses Modell kann keinen Anspruch auf Vollständigkeit erheben, da andere, noch nicht einkalkulierte oder vernachlässigte Eigenschaften vielleicht eine wesentliche Rolle spielen. So könnte ein Resonanzeffekt, der aus einer theoretischen Betrachtung des Verfassers [5] abgeleitet wurde, die Entladung beeinflussen.

Zusammenfassung.

Die SCHOTTKYSche Diffusionstheorie der Positiven Säule wird durch Hinzunahme eines Zusatzgliedes, das den hochfrequenten Charakter der Entladung berücksichtigt, auf die Wechselfeldentladung angewendet. Durch Sondenmessungen wird gezeigt, daß die Elektronentemperatur bei dieser Entladungsform größer ist als im Gleichstromplasma unter denselben Bedingungen. Ferner wird eine Theorie entworfen, die die Abhängigkeit der Brennschpannung von der Frequenz erklärt.

Besonderen Dank schulde ich Herrn Prof. Dr. GERTHSEN für die Anregung zu dieser Arbeit und das fördernde Interesse, das er ihr stets entgegenbrachte.

Literatur. [1] KIRCHNER, F.: Ann. Physik 77, 287 (1925). — [2] ROHDE, L.: Ann. Physik 12, 569 (1932). — [3] KIRCHNER, F.: Z. Naturforsch. 3 A, 620 (1948). — [4] TARO KIHARA: Rev. Mod. Phys. 24, 45 (1952). — [5] SCHNEIDER, F.: Z. angew. Phys. 4, 324 (1952).

Dr. FRITZ SCHNEIDER,
Physikalisches Institut der T. H. Karlsruhe.

Bündelung elektrischer Wellen durch Leitscheiben.

Von GISEWALT VON TRENTINI.

Mit 15 Textabbildungen.

(Eingegangen am 1. Dezember 1953.)

I. Einleitung.

Analog zu den optischen Systemen können zur Bündelung elektro-magnetischer Wellen im cm- und m-Bereich außer Reflexion und Brechung auch Beugungserscheinungen verwendet werden. So lassen sich beispielsweise FRESNELSche Zonenplatten für cm-Wellen herstellen, mit denen die Empfangs-

energie einer dahinter angebrachten Antenne wesentlich gesteigert werden kann [1]. Da solche Anordnungen aber immer groß gegen die Wellenlänge sind, soll versucht werden, die Beugung an kleineren Scheiben auszunützen.

Die exakte Berechnung ist schwierig, vor allem wenn — wie in diesem Falle — die Abmessungen in

der Größenordnung der Wellenlänge liegen und der Verlauf der Nahfelder notwendig ist. Immerhin erlauben auch die Angaben der Intensitätsverteilung im Fernfeld gewisse Rückschlüsse.

Verhältnismäßig übersichtlich ist die Beugung einer ebenen Welle am engen Spalt. Fällt eine linear polarisierte Welle auf einen unendlich langen Spalt, wobei der elektrische Vektor parallel zur Spaltrichtung liegt, so ergibt sich eine Bündelung der abgebeugten Welle. Das Fernfeld hat seinen maximalen Wert senkrecht zum Spalt und ist in der Spaltebene null. Diese Verteilung wird auch bei etwas schiefer Einstrahlung wenig geändert. MORSE und RUBENSTEIN [2] haben den totalen Durchgangsfaktor berechnet, d. h. das Verhältnis der einfallenden zu der senkrecht hindurchgelassenen Energie. Dieser Faktor wächst von ca. 0,1 bei einer Spaltbreite von $0,2\lambda$ auf ca. 1,0 bei $0,4\lambda$ Breite an. Nach dem Prinzip von BABINET gelten diese Aussagen auch für das, nach beiden Seiten ausgehende, Beugungsfeld eines unendlich langen leitenden Streifen, wenn der magnetische Vektor parallel zur Streifenachse liegt.

Über die Phase der abgebeugten Strahlung liegen offenbar in diesem Bereich noch keine numerischen Angaben vor, dagegen ergibt sich für Spaltbreiten klein gegen die Wellenlänge nach der klassischen FRESNEL-KIRCHHOFFSchen Beugungstheorie und nach neueren Arbeiten [3] ein Phasensprung von -90° .

Phasenmessungen sind bei der Bestimmung der Rückstrahlflächen von Kugeln [4] gemacht worden. Daraus ist ein ausgesprochener Wechsel in der Phase für Durchmesser von etwa $0,2 - 0,4\lambda$ ersichtlich. Es erscheint daher möglich, die starke Amplituden- und Phasenänderung der gebündelten Streustrahlung von rechteckigen, quadratischen und runden Scheiben in diesem Bereich auszunutzen.

Eine experimentelle Prüfung wird mit einem Halbwellen-Dipol bzw. mit einer Hohlkabelöffnung als Antenne ausgeführt. Verschiedenartige Leitscheiben werden in der Richtung der Hauptstrahlung angebracht und untersucht. Einige zusätzliche Versuche dienen zur Beschreibung der Wirkungsweise und Hinweise auf verschiedene Bauformen zur praktischen Verwendung als Antennensystem werden gegeben.

II. Dipol-Antenne mit Leitscheiben.

Die Versuche mit dem Halbwellen-Dipol werden bei einer Wellenlänge $\lambda = 10,07$ cm ausgeführt. Dabei können vor und hinter der symmetrisch gespeisten $\lambda/2$ -Antenne die Metallscheiben durch 30 cm lange Plexiglas-Stangen einzeln angeordnet und mittels einer optischen Bank exakt verschoben werden. Da die Verschiebe- und Haltevorrichtungen gewisse Störungen geben und außerdem die regelbare Anpassung der Leitung an die Antenne nicht immer vollständig ist, sind die Meßergebnisse von dem Versuchsaufbau etwas abhängig und vor allem vergleichend zu bewerten.

1. Beugung an einer Leitscheibe.

Vor dem Dipol wird eine rechteckige Scheibe aus 1 mm Messingblech angeordnet und der Empfang oder die Abstrahlung in dieser Richtung beobachtet. Die Scheibe liegt dabei immer senkrecht zur Fortpflanzungsrichtung und mit der Längsachse senkrecht zum elektrischen Vektor (Abb. 1).

Während die Länge verhältnismäßig unwichtig ist, ändern sich die Verhältnisse mit der Breite stark. In Abb. 2 ist für Streifen der Länge $L = 8$ cm und unterschiedlichen Breiten H die mittlere Energie im Vergleich zum Dipol in der Hauptstrahlrichtung angegeben. Die günstigste Breite liegt bei etwa $\lambda/3$.

Der Einfluß ist bei kleinen Abständen der Scheibe vom Dipol am stärksten ausgeprägt und gewissen periodischen Schwankungen unterworfen (siehe auch Abschn. III/1). Die in Abb. 2 angegebenen Werte beziehen sich auf etwas größere Abstände im Bereich einer Wellenlänge, da dort das Nahfeld des Dipols schon schwach ist und auch die Rückwirkungen auf den Strahlungswiderstand geringer sind.

Die Energiezunahme in der Hauptrichtung rührt von Beugungserscheinungen in der 1. FRESNEL-Zone her und ähnliche Erscheinungen entstehen auch mit anders geformten Scheiben. Da der $\lambda/2$ -Dipol nicht als punktförmig angesehen werden kann, ist das Beugungsbild sehr kompliziert.

Zur einfachen Beschreibung dieses Vorgangs denkt man sich — ähnlich wie beim strahlungserregten Leitdipol der YAGI-Antenne — eine sekundäre gebündelte Strahlung von der Scheibe ausgehend, deren Amplitude und Phase vom Abstand und von ihren Abmessungen im Ver-

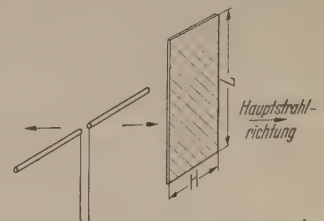


Abb. 1. Anordnung einer Beugungs-Scheibe vor einem $\lambda/2$ -Dipol.

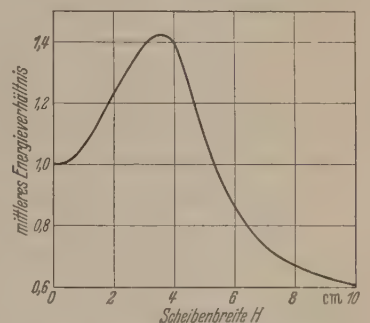


Abb. 2. Mittlere Energie im Verhältnis zum Dipol.

hältnis zur Wellenlänge abhängt und sich der primären Strahlung des Dipols überlagert. Dies ist bei dünnen Streifen sicher zulässig und erlaubt für breitere Streifen eine gute Näherung. Um einen Energiegewinn in der Hauptstrahlrichtung zu bekommen, dürfen die Phasen der sich superponierenden Strahlungen nicht zu stark von einander abweichen, also die Streustrahlung noch keine Phasenumkehr erleiden, wie es bei großen Scheiben der Fall ist.

Um weitere Aussagen machen zu können, muß also außer der Amplitude auch die Phase der sekundären Strahlung bekannt sein. Eine angenäherte Bestimmung ist möglich, wenn man die von der Leitscheibe reflektierte Strahlung untersucht und annimmt, daß die nach beiden Seiten ausgehende sekundäre Welle in Amplitude und Phase gleich ist.

2. Reflexion an einer Leitscheibe.

Bringt man hinter eine Antenne eine unendlich ausgedehnte ebene Metallwand an, dann wird die gesamte auftreffende Strahlung mit $\Phi = -180^\circ$ Phasendrehung reflektiert. In bekannter Weise erhält man dann durch Überlagerung der direkten und der reflektierten Antennenstrahlung in der zur Wand senkrechten Richtung in Abhängigkeit des Abstandes

Feldstärke-Maxima und Minima. Die Abstände der Minima betragen $n\lambda/2$.

Bei endlicher Größe der Reflektorwand kommt ein Beitrag durch die gewissermaßen an den Rändern gebeugten Wellen hinzu, so daß sowohl die Amplitude als auch die Phase der reflektierten Strahlung sich ändert.

H. SEVERIN [5] hat für die Beugungserscheinungen an Kreisscheiben drei Näherungslösungen angegeben, die für Scheibendurchmesser größer als λ gut mit den Messungen übereinstimmen. Die Lage der Extremstellen vor der Scheibe und die Phase der Beugungswelle wird für 1λ , 2λ und 4λ Durchmesser berechnet und es ergibt sich bei der kleinsten Scheibe in Abhängigkeit des Abstandes noch ein starker Einfluß auf die Phase der rückgestrahlten Welle. Dagegen ist für die Scheibe mit 2λ Durchmesser die Abweichung der Phase und des Minimums bei Abständen bis ca. 1λ gering.

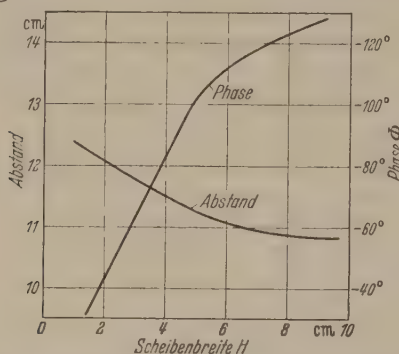


Abb. 3. Abstand des Dipols im Minimum und daraus abgeleiteter Phasenwinkel in Abhängigkeit der Scheibenbreite.

Bei kleinen Scheiben verringert sich die Amplitude der reflektierten Strahlung und außerdem tritt eine wesentliche Veränderung der ausgezeichneten Antennenabstände auf, woraus sich ein veränderter Phasenwinkel der sekundären Strahlung ableiten läßt.

Übereinstimmend mit dem Abschn. II/1 werden die Empfangsminima bei etwa $2\lambda/2$ Abstand untersucht. In Abb. 3 ist der Abstand des Halbwellen-Dipols als Funktion der Scheibenbreite angegeben. Die Länge der rechteckigen Scheiben ist jeweils $L = 8$ cm. Für eine große quadratische Reflektorwand mit $H = L = 30$ cm beträgt der entsprechende Abstand 10,2 cm, ist also nur geringfügig größer als eine Wellenlänge. Dient dieser Wert als Bezugsgröße, für den $\Phi = -180^\circ$ angenommen wird, so erhält man wegen der zweimal von der Welle durchlaufenen Abstandsvergrößerung einen kleineren negativen Phasenwinkel. In Abb. 3 ist auch der so ermittelte Phasenwinkel Φ der reflektierten Strahlung der Scheiben in Abhängigkeit ihrer Breiten H eingetragen.

Da die resultierende Feldstärke aus dem Meßergebnis von Abschn. II/1 bekannt ist, kann zusammen mit dem Phasenwinkel das Vektordiagramm gezeichnet werden. Für $H = 2,5$ cm ist $\Phi = -58^\circ$ und $E/E_0 = \sqrt{1,3} = 1,14$, und daraus ergibt sich angenähert das Größenverhältnis der sekundären zur primären Amplitude $m \cong 0,22$. Für $H = 3,75$ cm ist $\Phi = -80^\circ$, $E/E_0 = \sqrt{1,42} = 1,19$ und damit $m \cong 0,5$. Dieses Amplitudenverhältnis ist, ebenso wie die Phase, außerdem von dem Abstand der Scheibe zum Dipol abhängig.

Durch Hinzunahme der Scheibe als Reflektor ändert sich die Strahlungscharakteristik des Dipols wesentlich und es fällt auf, daß die Bündelung schon bei verhältnismäßig kleiner Scheibenbreite stark zunimmt. Ein direkter Vergleich gegen die große Reflektorwand ist allerdings nicht zulässig, da der Dipolabstand für maximalen Empfang bei kleiner Scheiben bedeutend größer ist.

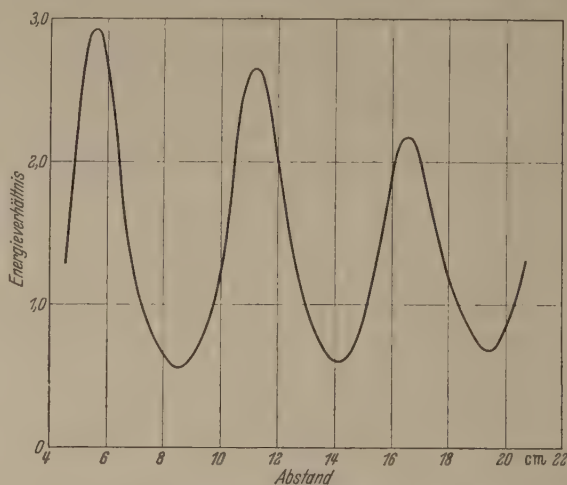


Abb. 4. Energieverhältnis in Abhängigkeit des Scheibenabstandes vom Dipol mit Reflektorwand.

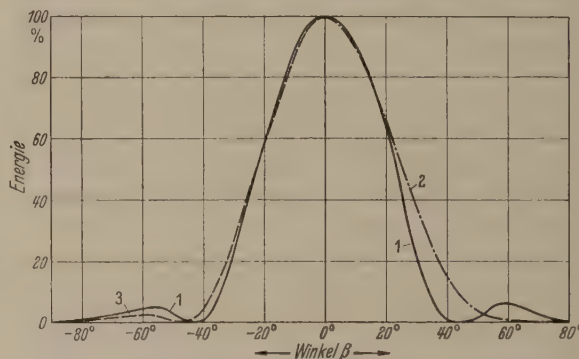


Abb. 5. Strahlungscharakteristik eines Dipols mit Leitscheibe und Reflektorwand. Kurve 1 gemessen, Kurve 2 und 3 berechnet.

3. Wirkung einer Leitscheibe mit Reflektorwand.

Wird bei der Anordnung nach Abb. 1 hinter dem Dipol eine große Reflektorwand angebracht, so steigt der Einfluß der Leitscheibe wesentlich. Die Energiezunahme ist von der Amplitude und Phase, also hauptsächlich von der Breite der Scheibe und ihrem Abstand d von der Reflektorwand abhängig.

In Abb. 4 ist für eine $\lambda/2$ -Antenne in 2 cm Abstand vor einer 25×25 cm² Reflektorwand die Änderung der Energie durch eine Scheibe mit den Abmessungen $3,75 \times 8$ cm² in Abhängigkeit von d angegeben. Die Energie in der Hauptrichtung wird durch die Leitscheibe in $d_1 = 5,6$ cm Abstand 2,9fach erhöht. Die maximalen Abstände betragen angenähert $d_n = n\lambda/2 + 0,12\lambda$. Bei zunehmender Scheibenbreite wird d_n kleiner und nähert sich, vor allem bei großen Entfernungen, $n\lambda/2$ an.

Die horizontale Strahlungscharakteristik in der Dipolebene (E -Ebene) der Anordnung mit $d_1 = 5,6$ cm ist in Abb. 5 in rechtwinkligen Koordinaten angegeben (Kurve 1). Die Energie-Halbwertsbreite beträgt 45° , hat also gegenüber der Dipolcharakteristik vor der Reflektorwand mit 70° wesentlich abgenom-

en. Allerdings treten Nebenblätter von ca. 5—7% Energie auf. In der vertikalen (H -)Ebene beträgt die Halbwertsbreite 53° und die Strahlungscharakteristik ist praktisch ohne Nebenblätter.

Wesentlich ist dabei auch die Abmessung der Reflektorwand. Mit abnehmender Größe verringert sich zunächst langsam und mit gewissen Schwankungen, dann schneller, die Energie im Maximum, die Rückstrahlung nimmt zu und der Abstand d_n wird ringförmig größer.

So ergibt beispielsweise ein $\lambda/2$ -Dipol mit einer Reflektorwand von nur $6,2 \times 8 \text{ cm}^2$ etwa die doppelte Energie, wenn in $d_1 = 5,8 \text{ cm}$ Abstand von der Reflektorwand eine Leitscheibe mit den Abmessungen $7,5 \times 8 \text{ cm}^2$ hinzugefügt wird. Die Halbwertsbreite (E -Ebene) ist dann 52° und die rückgestrahlte Energie trägt 22%. Der Abstand des Dipols ist verhältnismäßig unkritisch und liegt in der Mitte zwischen den beiden Scheiben.

4. Berechnung der Strahlungscharakteristik.

Ohne auf die komplizierten Beugungsfelder einzugehen, kann versucht werden, die Strahlungscharakteristik einer solchen Anordnung angenähert zu berechnen, wenn die Antenne und die Leitscheibe als punktförmig aufgefaßt und ihnen entsprechende Amplituden, Phasen und räumliche Eigencharakteristiken zugeordnet werden.

Ist die Feldstärke einer Antenne in großer Entfernung E_0 , dann ergibt sich bekanntlich durch Hinzufügen einer sehr großen leitenden Wand für die Amplitude

$$E' = 2 E_0 \cdot \sin \left(\frac{2\pi}{\lambda} b \cos \beta \right),$$

wenn b der Abstand der Wand und β der Winkel gegen die Normalrichtung ist. Dabei ändert sich auch die Phase um 90° . Dies braucht nicht berücksichtigt werden, wenn man sich bei der weiteren Rechnung auf die von der Wandmitte ausgehende Strahlung bezieht. Liegt dort also der elektrische Schwerpunkt, so ist die, die Leitscheibe erregende Strahlung eine Phasenverschiebung von $2\pi d/\lambda$. Die Feldstärke der gesamten Anordnung (Abb. 6) unter Berücksichtigung der vollständigen Reflexion an der Wand ist

$$E' = 2 \cdot E_0 \cdot f(\beta) \cdot \sin \left(\frac{2\pi}{\lambda} b \cos \beta \right) + m \cdot E_0 \cdot g(\beta) \times \left[e^{j \left(\frac{2\pi}{\lambda} d \cos \beta + \Phi - \frac{2\pi}{\lambda} d \right)} + e^{j \left(-\frac{2\pi}{\lambda} d \cos \beta + \Phi - \frac{2\pi}{\lambda} d - \pi \right)} \right]. \quad (1)$$

Dabei ist $m = A_s/A_0$ das Amplitudenverhältnis der Strahlungen von der Leitscheibe und der Antenne, $f(\beta)$ und $g(\beta)$ ihre entsprechenden Eigencharakteristiken und Φ die Phasenverschiebung der strahlungsregten Leitscheibe. Die Eigencharakteristik des $\lambda/2$ -Dipols in der E -Ebene ist

$$f(\beta) = \frac{\cos(\pi/2 \cdot \sin \beta)}{\cos \beta}.$$

Für die Eigencharakteristik der Leitscheibe in der E -Ebene kann in erster Näherung das Beugungsfeld einer senkrecht auf einen kongruenten engen Spalt der Breite H treffende ebene Welle herangezogen werden. Die Feldverteilung [6] ist proportional $\frac{\sin(x)}{x} \cdot \cos \beta$, wenn $x = \frac{\pi}{\lambda} H \cdot \sin \beta$ ist.

Im interessierenden Bereich von $H = 0,2 - 0,4 \lambda$ gleicht dieses Diagramm der Dipolcharakteristik, so daß zur Vereinfachung der Rechnung $g(\beta) \cong f(\beta)$ gesetzt werden kann.

Nach einigen Umformungen ergibt sich damit die Strahlungscharakteristik (relativer Verlauf der Energie in der E -Ebene im Bereich $\beta = -90^\circ$ bis $+90^\circ$)

$$S = \left[\sin^2 \left(\frac{2\pi}{\lambda} b \cos \beta \right) - 2 m \cdot \sin \left(\frac{2\pi}{\lambda} b \cos \beta \right) \times \sin \left(\frac{2\pi}{\lambda} d \cos \beta \right) \cdot \sin \left(\Phi - \frac{2\pi}{\lambda} d \right) + m^2 \times \sin^2 \left(\frac{2\pi}{\lambda} d \cdot \cos \beta \right) \right] \times \left[\frac{\cos \left(\frac{\pi}{2} \cdot \sin \beta \right)}{\cos \beta} \right]^2 \quad (2)$$

und die Phase

$$\psi = \arctg \left\{ \frac{m \cdot \sin \left(\frac{2\pi}{\lambda} d \cos \beta \right) \cdot \cos \left(\Phi - \frac{2\pi}{\lambda} d \right)}{\sin \left(\frac{2\pi}{\lambda} b \cos \beta \right) - m \cdot \sin \left(\frac{2\pi}{\lambda} d \cos \beta \right) \cdot \sin \left(\Phi - \frac{2\pi}{\lambda} d \right)} \right\} \quad (3)$$

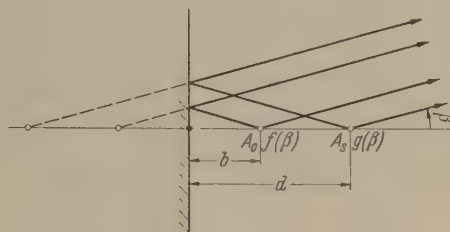


Abb. 6. Ersatzbild einer Antenne mit Leitscheibe vor der großen Reflektorwand.

Zur Auswertung können beispielsweise die aus den Messungen bestimmten Werte für m und Φ benutzt werden. Setzt man für die Scheibe $3,75 \times 8 \text{ cm}^2$ $m = 0,5$; $\Phi = -80^\circ$; $d = 0,555 \lambda$ und $b = 0,2 \lambda$ in die Gl. (2) ein, so ergibt sich die in Abb. 5 zur Hälfte eingezeichnete Kurve 2. Ein Vergleich mit der gemessenen Charakteristik (Kurve 1) zeigt etwas zu geringe Bündelung und fehlende Nebenblätter. Da der Abstand d der Scheibe kleiner ist als bei den Messungen nach Abschn. II/1 wird zumindest das Amplitudenverhältnis größer sein. Mit $m = 1$ erscheint ein Nebenblatt von 2% und auch die Bündelung ist stärker (Kurve 3). Trotzdem sind damit die gemessenen größeren Nebenblätter nicht erklärbar. Auch ein anderer Verlauf der Eigencharakteristik der Scheibe, die wegen der Nähe der anregenden Antenne wesentlich von dem angenommenen FRAUENHOFERschen Beugungsfeld abweichen wird, erscheint dafür nicht maßgebend. Nach der Messung (Abschn. II/2) ist ihre Charakteristik stark gebündelt und ohne Nebenblätter.

Es ist vielmehr anzunehmen, daß die Reflektorwand besser ausgeleuchtet ist und die Randzonen größere Amplituden besitzen. Dies kann wegen der räumlichen Ausdehnung der Leitscheibe und den damit vorhandenen mehrfachen Reflexionen zwischen Scheibe und Wand geschehen. Es entstehen so mehrere Spiegelbilder im Ersatzbild, die bei der Rechnung nicht berücksichtigt sind.

5. Anordnung mit zwei Reflektorscheiben.

Die Wirkung solcher mehrfachen Reflexionen kann mit einer großen Reflektorwand untersucht werden. Steigert man bei einer solchen Anordnung die Abmessungen der Leitscheibe, so sinkt nach einem Maximalwert bei etwa $3,75 \times 8 \text{ cm}^2$ (siehe Abb. 2) die Energie in der Hauptstrahlrichtung etwas ab, steigt aber dann erneut an. Verantwortlich dafür ist weniger die abgebeugte Strahlung, die mit $\Phi = -180^\circ$ erfolgt und das Feld hinter der Scheibe zu null macht, als vielmehr die reflektierte Strahlung, welche von den weitab liegenden Zonen der unabgedeckten Reflektorwand herkommt. Es entsteht also gewissermaßen ein Querstrahler mit ausgesprochener Randbeugung, was starke Bündelung und große Nebenblätter bedingt. Solche Mehrfachreflexionen lassen sich

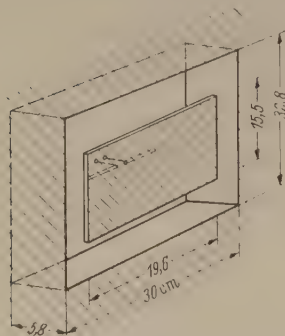


Abb. 7. Wand mit versenkter Antenne für $\lambda = 10,07 \text{ cm}$.

bei der Anordnung eines $\lambda/2$ -Dipols vor einer $3 \times 3 \lambda^2$ -Wand und einer $1,5 \times 1,5 \lambda^2$ -Scheibe beobachten. Für $d_n \cong n \lambda/2$ ergeben sich in der Hauptstrahlrichtung Maxima und für $d_2 = 10,6 \text{ cm}$ ist die Energie etwa 3,8mal größer als für den Dipol mit Reflektorwand allein.

Die Voraussetzung dazu ist immer eine sehr große Reflektorwand und in der Praxis kann dies nur bei

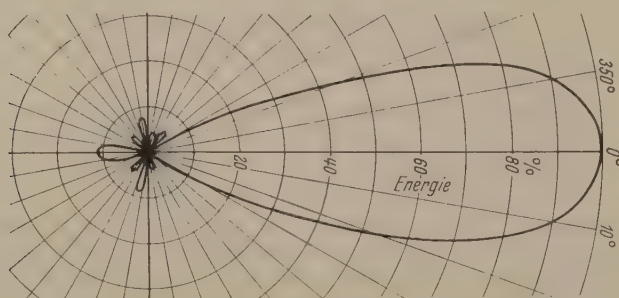


Abb. 8. Strahlungscharakteristik einer Dipolantenne mit zwei Leitscheiben und einer Reflektorscheibe.

dem Einbau einer Antenne in eine leitende Wand angenommen werden. Beispielsweise zeigt die Abb. 7 eine solche entartete Form, bei der die Reflektorwand bis in die Ebene der Leitscheibe vorgezogen ist. Die Wand besitzt also eine Einbuchtung, welche durch die Leitscheibe teilweise abgedeckt ist und den dazwischen liegenden $\lambda/2$ -Dipol schützt. Isolierstreifen dienen zur Halterung und können den Zwischenraum füllen, so daß keinerlei Unebenheiten entstehen. Die damit erhaltene Strahlungscharakteristik besitzt in der H -Ebene eine Halbwertsbreite von 16° , eine Strahlbreite von 30° und ca. 16% Seitenblätter; in der E -Ebene ist die Halbwertsbreite 19° , die Strahlbreite 74° und die Seitenblätter sind maximal 12% . Die Seitenblätter sind groß, doch ist die Bündelung in der Hauptrichtung gut und der absolute Gewinn beträgt angenähert 13 db . Das System stellt den Übergang zu einem angeregten Hohlraum mit abstrahlenden Schlitten dar.

6. Systeme mit mehrfachen Leitscheiben.

Außer Anordnungen mit einer einzigen Leitscheibe können auch mehrere verwendet werden. ergibt zum Beispiel eine Anordnung von zwei nebeneinander liegender Scheiben vor einem $\lambda/2$ -Dipol mit Reflektorwand $10\text{--}15\%$ mehr Energie, als eine einzige Scheibe. Die erreichbare Verbesserung mit solchen Paaren hängt von der Art der Speiseantenne ab und ist bei ausgedehnten abstrahlenden Elementen groß.

Eine weitere Energiesteigerung kann durch hintereinander liegende Scheiben erreicht werden, welche etwa in den maximalen Entfernungen d_n je eine Leitscheibe gesetzt wird. Mit zunehmender Anzahl n zur optimalen Bemessung die Streifenbreite herabgesetzt werden. Die Abstände d_n sind kleiner, etwas unregelmäßig und werden durch Mehrfachreflexion der Scheiben untereinander beeinflusst.

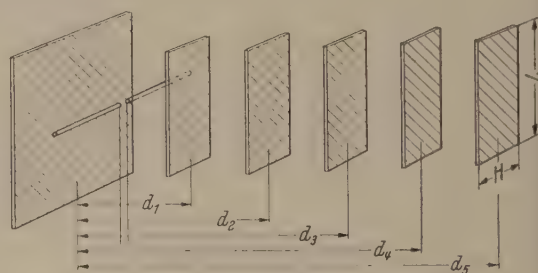


Abb. 9. $\lambda/2$ -Dipol mit 5 Leitscheiben und Reflektorwand.

Eine Anordnung eines $\lambda/2$ -Dipols vor einer Reflektorwand ($6,2 \times 8 \text{ cm}^2$) und zwei gleichartiger Leitscheiben ($3,75 \times 8 \text{ cm}^2$) in den Abständen $d_1 = 5$ und $d_3 = 14 \text{ cm}$ gibt eine Energiesteigerung von 2 gegen den Dipol mit Reflektorwand und eine Rückstrahlung von nur 12% . In der Abb. 8 ist die Strahlungscharakteristik (Energieverteilung in der E -Ebene) in Polarkoordinaten dargestellt.

Ein System (Abb. 9) mit 5 rechteckigen Scheiben von $2,5 \times 8 \text{ cm}^2$ Abmessungen und den Abständen $d_1 = 6,6$; $d_2 = 11,1$; $d_3 = 15,7$; $d_4 = 20,3$; $d_5 = 25,4 \text{ cm}$ vor der Reflektorwand ($15 \times 15 \text{ cm}^2$) gibt eine Energiezunahme von etwa $4,4$ gegenüber dem $\lambda/2$ -Dipol vor der Wand. Vergleichsmessungen mit einer Trichterantenne geben einen absoluten Gewinn der „Leitscheiben-Antenne“ in der Hauptrichtung von ca. 13 db . Die Halbwertsbreite (E -Ebene) ist 32° , die Nebenblätter betragen 3% und die Rückstrahlung liegt bei 6% Energie.

Daß tatsächlich durch die Beugung der Leitscheiben allein eine starke einseitige Bündelung erreichbar ist, zeigt die Anordnung eines $\lambda/2$ -Dipols ohne Reflektorwand mit 6 Leitscheiben ($2,5 \times 8 \text{ cm}^2$), die in gleichmäßigen Abständen von $l = 4,1 \text{ cm}$ in einer Reihe davor angebracht sind. Dabei sind ohne Reflektorwand die Abstände kleiner und weniger kritisch und das System hat den Charakter eines Längs-Strahlers. Die Energiesteigerung gegenüber dem Dipol beträgt in der Hauptrichtung etwa $3,3$ und die Strahlungscharakteristik ist bei einem Dipolabstand von $2,3 \text{ cm}$ ähnlich wie bei der Abb. 8. Lediglich ist die Bündelung des Hauptblattes etwas stärker, die der Nebenblätter geringer und die Rückstrahlung kleiner (ca. 5%).

Der Gewinn durch die Leitscheiben ist beträchtlich erreicht jedoch nicht das Verhältnis, welches bei vorhandener Reflektorwand möglich ist. Dies weist auf

Die allgemeine Tatsache hin, daß die Kombination eines Längs- und eines Querstrahlers bei geeigneter Anordnung das beste Ergebnis hat.

Die Bündelung und der Gewinn können mit einer größeren Anzahl hintereinander liegender Scheiben noch weiter erhöht werden, wobei die Wirkungsweise eventuell durch Scheiben mit etwas unterschiedlichen Abständen verbessert werden kann.

III. Hohlkabelantenne mit Leitscheiben.

Der Einfluß der Leitscheiben auf die Abstrahlung des Hohlkabels wird bei einer Wellenlänge $\lambda = 3,23$ cm untersucht. Der gesamte Aufbau ist dadurch wesentlich

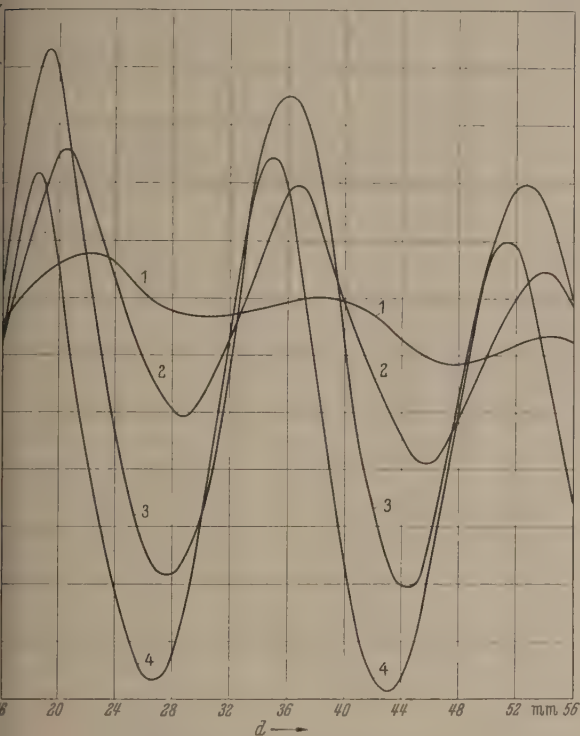


Abb. 10. Feldstärkeverhältnis durch eine Scheibe in verschiedenen Abständen vor der Hohlkabelöffnung.

kleiner, leichter und von der Umgebung unabhängiger. Um die Ergebnisse besser mit den vorhergehenden vergleichen zu können, sind die Abmessungen der Scheiben etwa im selben Verhältnis wie die Wellenlänge verkleinert.

Fast alle Messungen werden mit dem, in der Grundstellung (TE_{10}) erregten, rechteckigen Hohlkabel ($1'' \times 1/2''$) durchgeführt. Die Hohlkabelöffnung dient, meist mit einer senkrecht aufgesetzten Reflektorwand, als Antenne. Davor können mit Hilfe einer wenig störenden Schaumstoffstange die senkrecht zum elektrischen Feld liegenden rechteckigen Scheiben aus 0,5 mm Messingblech angeordnet werden. Die Versuche werden vorwiegend im Empfangsfall ausgeführt, wobei durch eine Stiftblende im Hohlkabel eine angenäherte Anpassung erreicht wird.

1. Wirkung einer Leitscheibe.

Ganz ähnlich wie bei der Anordnung vor dem Dipol gibt eine Scheibe vor dem Hohlkabel starke Feldstärkeänderungen in der Hauptstrahlrichtung. In Abb. 10 und 11 ist die Änderung der Feldstärke amplitudengleich und Phase in Abhängigkeit des Scheibenabstandes d von der Hohlkabelöffnung angegeben.

Die Kurve 1 ergibt sich mit der Leitscheibe 8×24 mm², die Kurve 2 mit derselben Scheibe und einer Reflektorwand (82×96 mm²), die Kurve 3 mit der Leitscheibe 12×24 mm² und Reflektorwand und die Kurve 4 mit der Leitscheibe 20×24 mm² und Reflektorwand. Als Bezugsgröße für die Amplitude und Phase gilt jeweils der Wert ohne Leitscheibe.

Alle Kurven besitzen eine Periode mit etwa der halben Wellenlänge, deren Amplituden mit wachsendem Abstand d abnehmen. In Übereinstimmung mit den Versuchen bei $\lambda = 10$ cm gibt die Scheibe mit der Breite $H \cong \lambda/3$ die größte Energiesteigerung (2,6-fach). Bei zunehmender Scheibenbreite verschieben sich die Kurven zu kleineren Abständen und die Schwankungen sowohl der Amplituden als auch der kapazitiven Phasenverschiebungen nehmen zu.

Verlängert man die Scheiben, so wird die Amplitude geringfügig größer, der Verlauf aber kaum beeinflusst. Dagegen gibt eine Verkleinerung der Reflektorwand außer kleineren Amplituden auch eine Verschiebung der Kurven zu größeren Abständen.

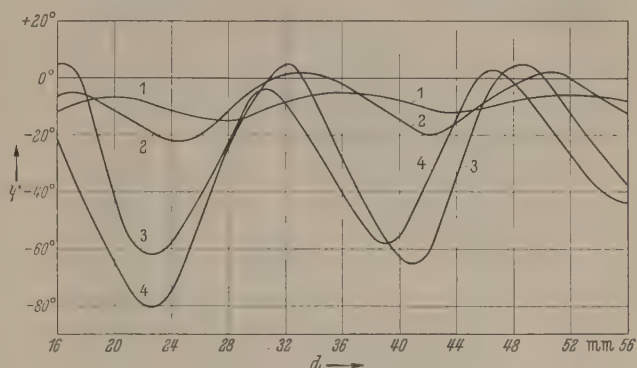


Abb. 11. Zur Abb. 10 gehöriger Phasenwinkel.

2. Berechnung der Feldstärke in der Hauptstrahlrichtung.

Die Ergebnisse lassen sich wieder mit dem angenäherten Ersatzbild (Abb. 6) interpretieren, wenn wegen der Ausbreitung in der Hauptstrahlrichtung $\beta = 0^\circ$ gesetzt wird und die von der Hohlkabelöffnung ausgehende Strahlung die Bezugfeldstärke E_0 hat. Gl. (1) geht dann über in

$$E \cdot e^{j\psi} = E_0 + m \cdot E_0 \cdot \left[e^{j\Phi} + e^{j\left(\Phi - 2\frac{2\pi}{\lambda}d - \pi\right)} \right]. \quad (4)$$

Wird

$$360 d/\lambda = \alpha \quad (5)$$

und

$$\Phi - 2\alpha - 180 = \Theta \quad (6)$$

in Winkelgerade eingesetzt, dann ergibt sich für den Absolutwert das Feldstärkeverhältnis

$$\left| \frac{E}{E_0} \right| = \left[(1 + m(\cos \Phi + \cos \Theta))^2 + m^2(\sin \Phi + \sin \Theta)^2 \right]^{1/2} \quad (7)$$

und für den Phasenwinkel

$$\psi = \arctan \frac{\sin \Phi + \sin \Theta}{\frac{1}{m} + \cos \Phi + \cos \Theta}. \quad (8)$$

Durch Differenzieren und nullsetzen der Gl. (7) ergibt sich eine Bestimmungsgleichung für die Extrem-

stellen der Feldstärke:

$$\operatorname{tg} \Theta = \frac{\sin \Phi}{\frac{1}{m} + \cos \Phi} \quad (9)$$

Für die in Abschn. II/2 gefundenen Werte $m = 0,5$ und $\Phi = -80^\circ$ beträgt beispielsweise der Abstand für maximale Feldstärken $d_m = 0,17\lambda + n\lambda/2$, mit $|E/E_0| = 1,7$ und $\psi = -24,4^\circ$. Vergleicht man damit die Meßresultate der Abb. 10 und 11 für die bei $\lambda = 3,23$ cm entsprechende Scheibe $H = 12$ mm, dann erkennt man sowohl die Brauchbarkeit der Näherungsrechnung als auch das ähnliche Verhalten der Leitscheiben trotz verschiedener Anregung.

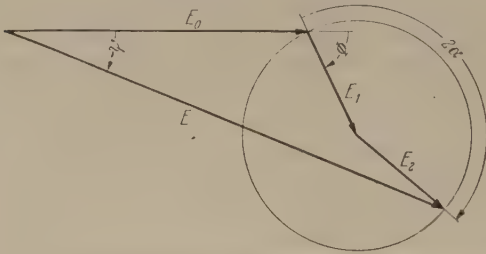


Abb. 12. Vektordiagramm der Feldstärken mit Reflektorwand.

Der gesamte Verlauf kann einfacher und übersichtlicher mit einem Vektordiagramm nach Abb. 12 aufgezeichnet werden. Dabei ist, entsprechend Gl. (4), E_0 die vom Hohlkabel (mit Reflektorwand) ausgehend primäre Feldstärke, $E_1 = m \cdot E_0 \cdot e^{j\Phi}$ die Feldstärke der sekundären Strahlung der Scheibe und $E_2 = m \cdot E_0 \cdot e^{j\Theta}$ die Feldstärke der von der Wand reflektierten, entgegengesetzt gerichteten, sekundären Strahlung der Scheibe. Dieser Vektor ist vom Abstand d abhängig und rotiert im Uhrzeigersinn, entsprechend den Gl. (5) und (6), mit dem Winkel 2α .

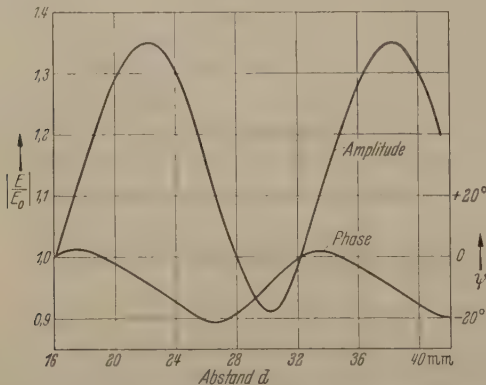


Abb. 13. Mit dem Vektordiagramm ermitteltes Feldstärkeverhältnis in Amplitude und Phase.

Für die Größen $m = 0,22$ und $\Phi = -58^\circ$, welche etwa der Scheibe $H = 8$ mm (bei $\lambda = 3,23$ cm) in 1λ Abstand entsprechen, ist in Abb. 13 der Verlauf der resultierenden Feldstärke in Amplitude und Phase angegeben. Trotz der konstant gehaltenen Amplitude und Phase der sekundären Strahlung zeigt ein Vergleich mit den gemessenen Kurven 2 der Abb. 11 und 11 im Mittel eine befriedigende Übereinstimmung.

3. Leitscheiben-Reihen mit Reflektorwand.

Sowohl eine, als auch zwei übereinander liegende Reihen aus rechteckigen, in periodischen Abständen l gesetzter, Scheiben geben zusammen mit einer Re-

flektorwand gute Bündelung. Entsprechend steigt auch die Energie in der Hauptstrahlrichtung, die zunächst schnell, dann langsamer, mit der Scheibenanzahl wächst.

Der Abstand l der Scheiben ist geringfügig kleiner als $n\lambda/2$ und mit zunehmender Zahl muß zur optimalen Wirkung die Scheibenbreite von etwa $\lambda/3$ auf $\lambda/4$, bei Paaren sogar bis auf $\lambda/5$, herabgesetzt werden. Eine Abstufung der Breiten kann noch eine geringe Verbesserung bringen.

Bei wenigen Scheiben gibt eine kleine Reflektorwand (ca. $1,5 \times 1,5 \lambda^2$) schon gute Ergebnisse, dagegen soll sie bei vielen Scheiben noch größer sein. Der Abstand der Reflektorwand von der Reihe ist besonders bei einer großen Scheibenzahl exakt einzustellen. Der Abstand der 1. Scheibe entspricht etwa dem für eine einzige Leitscheibe gefundenen Wert mit $n = 0$ oder $n = 1$.

Die Länge der rechteckigen Scheiben ist nicht kritisch und wird offenbar vom anregenden System etwas beeinflusst. Unterhalb $L \cong \lambda$ geht ihre Wirkung etwas zurück, was aber durch etwas größere Breiten H wieder ausgeglichen werden kann. Mit einigem Energieverlust ist es auch möglich, quadratische oder runde Scheiben von etwa $\lambda/3$ Abmessungen zu verwenden.

Bei all diesen Anordnungen sind die Rückwirkungen auf das Hohlkabel ziemlich stark und zur Anpassung muß die in die Öffnung reflektierte Strahlung durch eine geeignete Blende im Innern des Hohlkabels kompensiert werden.

Eine Versuchsanordnung aus 6 gleichen Paaren mit konstanten Abständen und einer gesamten Strahlerlänge von $2,5\lambda$ ist in der Abb. 15 (unten) gezeigt. Dabei steckt im Hohlkabel eine Stange aus Trolitul-Schaumstoff, in welche die Messingscheiben zu beiden Seiten eingesetzt sind. Die Hohlkabelöffnung endet in einer Messingplatte mit 61×61 mm und das erste Paar liegt in $d_0 = 5$ mm Abstand davon. Die Scheiben besitzen eine Länge $L = 24$ mm und eine Breite $H = 6$ mm. Ihr Abstand nebeneinander beträgt 6 mm und hintereinander $l = 15$ mm. Der absolute Gewinn beträgt etwa 15,6 db in der Hauptstrahlrichtung und die Rückstrahlung ist kleiner als 1% Energie. Die Strahlungscharakteristik ist durch folgende Werte gekennzeichnet: Halbwertsbreite — 20° (H-Ebene), 27° (E-Ebene), Strahlbreite — 55° (H-Ebene), 60° (E-Ebene); Nebenblätter — 5° (H-Ebene), 6% bzw. 4% (E-Ebene).

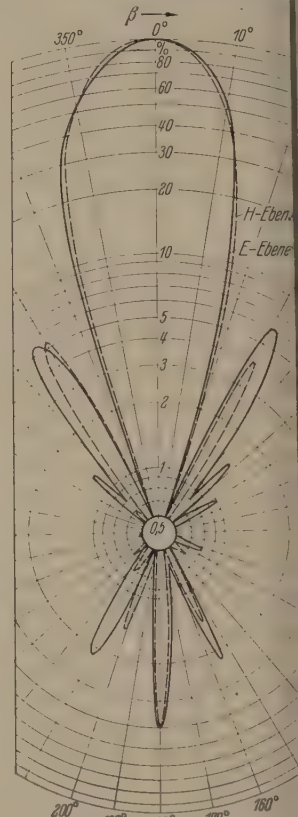


Abb. 14. Strahlungscharakteristik d. Anordnung nach Abb. 15 oben.

Eine andere Anordnung zeigt die Abb. 15 (oben), die aus einer Reihe von 10 hintereinander liegender gleicher Scheiben besteht. Da das Feld symmetrisch zur Hohlkabelmitte ist, kann ohne wesentlichen Störungen zur stabileren Halterung der Leitscheiben ein, in der Mitte liegender, durchgehender 1 mm Messingstreifen verwendet werden. Die gesamte Länge der Anordnung ist 140 mm ($= 4,35 \lambda$) und die Reflektorwand hat die Abmessungen $63 \times 50 \text{ mm}^2$ ($1,95 \times 1,55 \lambda^2$). Die übrigen Größen sind: $H = 8 \text{ mm}$ ($0,248 \lambda$); $l = 15 \text{ mm}$ ($0,464 \lambda$); $d_0 = 5,6 \text{ mm}$ ($0,164 \lambda$); $L = 30 \text{ mm}$ ($0,93 \lambda$). Die damit erhaltene Strahlungscharakteristik in beiden Ebenen ist in Polarkoordinaten und logarithmischen Maßstab in Abb. 14 dargestellt. Die Halbwertsbreiten betragen $20,5^\circ$ bzw. 22° und der absolute Gewinn ist ca. 17,5 db.

4. Leitscheiben-Reihen ohne Reflektorwand.

Der Energiegewinn durch die Leitscheiben ohne Reflektorwand ist geringer, doch kann dies durch eine größere Anzahl wieder ausgeglichen werden. Grundsätzlich ändert sich dabei aber der gegenseitige Abstand l der Scheiben. Wie vorher wird mit zunehmender Anzahl die Scheibenbreite geringer, gleichzeitig muß aber zur optimalen Bemessung l wesentlich verkleinert werden. Dies kann durch die, hier maßgebenden, Teilreflexionen der sekundären Strahlungen an den benachbarten Scheiben erklärt werden, die nicht mit $\Phi = -180^\circ$ sondern mit den entsprechend kleineren Phasenwinkel erfolgen.

Die Rückwirkungen auf die Speiseantenne sind geringer und die Abstände d_n von der Hohlkabelöffnung weniger kritisch. Günstige Resultate lassen sich beispielsweise mit Scheiben von $H = 8 \text{ mm}$ und $L = 24 \text{ mm}$ erreichen, wobei die optimalen Abstände $l = 11 \text{ mm}$ bzw. 29 mm betragen. Sie sind außerdem etwas von der Scheibenanzahl abhängig.

Mit abnehmender Breite wird der optimale Abstand l noch kleiner, so daß voneinander unabhängige Leitscheiben nicht mehr vorliegen und das quasi-optische Ersatzbild nicht mehr zulässig ist. Eine solche Anordnung vieler hintereinander liegender kleiner Scheiben stellt vielmehr den Übergang zu einem kapazitiv belasteten Raum [7] bzw. einer Leitung mit verringerter Fortpflanzungsgeschwindigkeit [8] dar, die als Längs-Strahler wirkt. Es entsteht dann ein dielektrischer Strahler [9] mit künstlich erhöhter Dielektrizitätskonstante.

Außer den rechteckigen Scheiben sind Anordnungen mit quadratischen oder runden Scheiben möglich, deren Abmessungen etwas größer sind. Ein etwas abgeändertes System von $3,4 \lambda$ Länge ist in der Abb. 22 (Mitte) abgebildet. Es besteht aus einem, an der TE_{11} -Welle angeregten, runden Hohlkabel mit 22 mm Innendurchmesser und einer Schaumstoffstange, in welche 11 runde Scheiben von 11 mm Durchmesser in gleichen Abständen $l = 10,5 \text{ mm}$ eingesetzt sind. Die 1. Leitscheibe hat einen Abstand $d_0 = 4 \text{ mm}$ von der Hohlkabelöffnung. Die Halbwertsbreiten betragen in beiden Ebenen etwa 28° , die Nebenblätter 8–10%, die Rückstrahlung 3% und der absolute Gewinn ist angenähert 15,3 db. Da diese Anordnung vollständig symmetrisch aufgebaut ist, kann damit auch eine zirkular polarisierte Welle gebündelt werden.

IV. Bewertung der Versuchsergebnisse.

Die abgebeugte Strahlung durch eine rechteckige Metallscheibe wird bei cm-Wellen im Fernfeld nach Betrag und Phase untersucht. Die Breite der Scheibe in Richtung des elektrischen Vektors bestimmt im wesentlichen ihre Wirkung. Im Bereich von $H = 0,1 - 0,5 \lambda$ hat die Phase noch nicht zu große kapazitive Werte und die Feldstärke steigt durch die Scheibe an.

Mit einer Reihe hintereinander liegender Leitscheiben kann daher die Bündelung der Ausstrahlung oder der Empfangsstrahlung einer einfachen Antenne



Abb. 15. Drei Versuchsanordnungen von „Leitscheiben-Antennen“ im 3 cm-Wellenbereich. Auf der in der Photographie nicht sichtbaren Antennenrückseite befindet sich die gleiche Leitscheibenanordnung wie auf der Vorderseite.

wesentlich gesteigert werden. Bei geringer Scheibenanzahl beträgt ihre Breite etwa $\lambda/3$, dagegen sinkt sie bei größerer Anzahl auf $\lambda/4 - \lambda/6$ ab. Der Abstand der Scheiben untereinander ist nahezu $n\lambda/2$, wenn die Antenne eine Reflektorwand besitzt. Ohne Reflektorwand wird der optimale Abstand wesentlich kleiner und die Bündelung geht etwas zurück. Dafür wird aber die Rückwirkung auf die Speiseantenne und die Frequenzabhängigkeit geringer.

Auch eine gewisse Führung der Welle längs einer gekrümmten Reihe ist möglich und außer den hier untersuchten Grundformen der Speiseantennen können kompliziertere Systeme, wie Dipolgruppen, Trichter, Schlitzstrahler usw., verwendet werden. Dadurch wird die Länge der rechteckigen Scheiben etwas beeinflusst und eventuell die Anordnung mehrerer Reihen nötig.

Bei „Leitscheiben-Antennen“ ist der Gewinn im Vergleich zu anderen Antennensystemen ähnlicher

Abmessung hoch. Er beträgt bei den Versuchsanordnungen, die im Photo (Abb. 15) abgebildet sind, etwa 15,3; 15,6 und 17,5 db. Der Gewinn kann durch eine größere Scheibenzahl in einer Reihe weiter gesteigert werden, vor allem aber werden Gruppen aus nebeneinander aufgebauten Leitscheiben-Antennen, die vorzugsweise dieselbe Reflektorwand benutzen, eine hohe Bündelung besitzten.

Da bisher die Dimensionierung für maximalen Gewinn in der Hauptrichtung geschehen ist, kann die Feinstruktur der Strahlungscharakteristik (Nebenblätter, Rückstrahlung usw.) verbessert oder durch andere Scheibenabstände auch eine seitliche Abstrahlung erreicht werden. Die Messungen über die Beeinflussung des Strahlungswiderstandes und eine breitbandige Anpassung stehen noch aus.

Bei längeren Wellen können die Leitscheiben durch gelochte Bleche oder feinmaschige Drahtnetze ersetzt werden und die Halterung kann durch Holz- bzw. Metall-Rahmen geschehen, ohne daß die Wirkungsweise wesentlich beeinflußt wird. Da solche stark bündelnde Leitscheiben den frequenzabhängigeren Leitdipolen vorzuziehen sind, ist eine praktische Anwendung auch im Bereich der YAGI-Antenne sinnvoll.

Zusammenfassung.

Bei einer Frequenz von 3000 und 10000 MHz wird experimentell der Einfluß metallischer Scheiben auf die Ausstrahlung einer Halbwellen- und einer Hohlkabel-Antenne untersucht. Durch geeignet hintereinander liegenden Scheiben kann die Welle durch Beugung und Reflexion an ihnen entlang geführt und die Bündelung beträchtlich gesteigert werden.

Versuche zeigen die Abhängigkeit von den verschiedenen Parametern, und rechteckige Scheiben mit einer Breite von $0,2-0,4 \lambda$ in Richtung des elektrischen Vektors geben eine gute Wirkung. Einige einfache Anordnungen werden beschrieben und mit einer „Leitscheiben-Antenne“ aus 10 Scheiben wird ein Gewinn von 17,5 db erreicht.

Literatur. [1] STÜTZER, O.: Proc. IRE 9, 1053 (1950). — [2] MORSE, P. M. u. P. J. RUBENSTEIN: Phys. Review 5-895 (1938). — [3] GROSCHWITZ, E. u. H. HÖNL: Z. f. Phys. 131, 305 (1952). — [4] ADEN, A. L.: J. Appl. Phys. 22, 60 (1951). — [5] SEVERIN, H.: Z. angew. Phys. 2, 499 (1950). — [6] HÖNL, H. u. E. ZIMMER: Z. f. Phys. 135, 196 (1953). — [7] KOCK, W. E.: Bell Syst. Techn. Journ. 27, 58 (1948). — [8] ROTMAN, W.: Proc. IRE 39, 952 (1951). — [9] MALLACH, P.: FTZ 2, 33 (1949).

Dipl. Phys. GISWALT VON TRENTINI
2984 Arenales

Florida FCNGBM, Prov. Buenos Aires, Argentinien

Die Stabilität langsamer Detonationen.

Von RUDI SCHALL¹.

Mit 7 Textabbildungen.

(Eingegangen am 1. Februar 1954.)

1. Experimentelle Tatsachen und Erklärungsversuche.

Es ist bekannt [1], daß flüssige und gelatierte Sprengstoffe — wie z. B. Nitroglycerin und Gelatine-dynamit — außer mit ihrer normalen Detonationsgeschwindigkeit, die etwa 8000 m/sec beträgt, auch stationär mit einer niederen Geschwindigkeit um 2000 m/sec detonieren können. Das gleiche Verhalten konnte, wenn auch nur unter besonderen Bedingungen, auch bei festen kristallisierten Sekundärsprengstoffen, neuerdings [2] sogar bei hochgepreßten Initiaisprengstoffen, beobachtet werden.

Die experimentellen Beobachtungen, die über dieses Phänomen vorliegen, lassen sich wie folgt zusammenfassen:

a) Bei den niederen Detonationsgeschwindigkeiten wird nur ein Bruchteil der Gesamtenergie des Explosivstoffes frei. Die Reaktion bleibt unvollständig, dementsprechend ist die mechanische Wirkung und Lichtemission im Vergleich zu normaler Detonation schwach.

b) Es besteht kein eindeutiger Zusammenhang zwischen Ladungsdurchmesser und niederer Detonationsgeschwindigkeit, wie dies bei hohen Detonationsgeschwindigkeiten der Fall ist. Hohe Detonationsgeschwindigkeiten können nur für Ladungsdurchmesser oberhalb eines für den Sprengstoff (und gegebenenfalls für die Verdämmung) charakteristischen Wertes erhalten werden, niedere dagegen auch für kleinere Durchmesser.

c) Die niedere Detonationsgeschwindigkeit liegt in der Nähe der Schallgeschwindigkeit des Explosivstoffes, entspricht also relativ niedrigen Stoßwellendrücken.

d) Die Fähigkeit, langsam zu detonieren, hängt wesentlich von der physikalischen Beschaffenheit des Sprengstoffes ab; bei gelatierten Sprengstoffen ist die Anwesenheit von Poren entscheidend. Porenfrei hergestellte Sprengkörper können nicht langsam detonieren.

e) Wenn ein Sprengkörper mit hoher oder niedriger Detonationsgeschwindigkeit detonieren kann, so tritt die niedere Detonationsgeschwindigkeit nur bei schwacher Initiierung auf.

Die Frage nach der Ursache der Stabilität dieser langsamen Detonationen konnte bisher befriedigend noch nicht beantwortet werden. Zu einer theoretischen Behandlung liegen zwei Versuche vor:

I. BOWDEN und GURTON [3] haben — ohne im einzelnen einen bestimmten Mechanismus anzunehmen — nach der hydrodynamischen Theorie ein Minimum der möglichen Detonationsgeschwindigkeit dadurch zu kennzeichnen versucht, daß sie in der Reaktionszone eine so starke Expansion annehmen, daß das Kovolumen gegen das spezifische Volumen des Explosivstoffes vernachlässigt werden kann. Die Geschwindigkeit einer ebenen Detonationswelle beträgt dann $D = \frac{\kappa + 1}{\kappa} c \approx 2c$, wobei κ das Verhältniß der spezifischen Wärmen und c die Schallgeschwindigkeit in den Schwaden bedeuten. Die sich ergebende Detonationsgeschwindigkeit, die identisch

¹ Mitarbeiter beim Services Techniques de l'Armée Française.

mit dem Grenzwert bei sehr kleinen Ladedichten ist, liegt bei den meisten Sprengstoffen etwas oberhalb von 1000 m/sec und in vielen Fällen merklich höher als bei langsamen Detonationen experimentell beobachteten Werte [4]. — Daß die so berechneten Detonationsgeschwindigkeiten allgemein mit den niederen Detonationsgeschwindigkeiten identifiziert werden können, steht damit im Widerspruch, daß langsame Detonationen auch bei dünnen Sprengstoffschichten unter sehr starker Verdämmung auftreten, bei der die seitliche Expansion sicherlich nicht wesentlich ist.

II. EYRING und Mitarb. [5] haben bei der Behandlung des „Durchmessereffektes“ Detonationswellen mit endlicher Reaktionszone und gekrümmter Front behandelt. Um die beobachtete Abnahme der Detonationsgeschwindigkeit mit dem Ladungsdurchmesser in Übereinstimmung mit ihren theoretischen Ergebnissen zu bringen, machen sie die Annahme, daß die Länge der Reaktionszone a der Detonationsgeschwindigkeit umgekehrt proportional ist. Hiernach ergibt sich die in Abb. 1 dargestellte Abhängigkeit der Detonationsgeschwindigkeit vom Ladungshalbmesser R . Es resultiert dabei, daß für Durchmesser oberhalb eines kritischen Wertes jeweils zwei Detonationsgeschwindigkeiten möglich sind. Die Verfasser identifizieren nun den unteren Zweig mit den beobachteten niederen Detonationsgeschwindigkeiten. Hiernach sollte, was durch die Beobachtung nicht bestätigt werden konnte, die niedere Detonationsgeschwindigkeit mit wachsendem Ladungsdurchmesser abnehmen. Ferner sind nach dieser Theorie im Gegensatz zu den Beobachtungen unterhalb des kritischen Ladungsdurchmesser auch niedere Detonationsgeschwindigkeiten unmöglich.

Beide Theorien vermögen einerseits nicht die Lücke zu erklären, die zwischen den beobachteten hohen und den niederen Werten der Detonationsgeschwindigkeit besteht und setzen implizit voraus, daß die Reaktion vollständig abläuft, was ebenfalls im Widerspruch zur Erfahrung steht.

2. Stabilität von Detonationswellen mit unvollständiger Reaktion.

Bei langsamen Detonationen haben wir es aber offensichtlich mit Wellen zu tun, bei denen nicht die gesamte Energie des Explosivstoffes frei wird oder zumindest nicht zur Aufrechterhaltung der Welle beiträgt. Zur Aufrechterhaltung wird nämlich nur diejenige Energie nutzbar, die zwischen der Stoßfront und der sogenannten CHAPMAN-JOUQUET-Fläche frei wird, in der die Summe von örtlicher Schall- und Strömungsgeschwindigkeit gleich der Wellengeschwindigkeit ist. Wenn die ganze Reaktionszone innerhalb des zwischen Detonationsfront und C-J-Fläche eingeschlossenen Raumes liegt, wird die gesamte freiwerdende Energie auch zur Aufrechterhaltung der Welle beitragen, und es stellt sich dann — wie die hydrodynamische Theorie zeigt [6] — stationär bei ebener Wellenfront die normale hohe Detonationsgeschwindigkeit D_i ein. Das ist bei Unterinitiiierung offensichtlich nicht der Fall. Wir wollen uns daher überlegen, unter welchen Bedingungen Detonationswellen stabil sein können, in deren C-J-Fläche die Reaktion nicht abgeschlossen ist.

Es sei D die Geschwindigkeit der Welle und es entspreche dieser ein Abstand a der Fläche abgeschlosse-

ner Reaktion von der Wellenfront. In der C-J-Fläche, die von der Front einen Abstand $x < a$ habe, werde ein Bruchteil $n_x < 1$ der Reaktionswärme Q frei.

Bei Gasdetonationen in starren Rohren hat DÖRING [7] die Existenz stabiler Wellen dieser Art mit dem Argument verneint, daß die hinter der C-J-Fläche ablaufenden Reaktionen Druckwellen erzeugen, die sich zu Stoßwellen aufsteilen und dann durch die C-J-Fläche hindurch zur Wellenfront auflaufen können. Dieses Argument braucht bei kondensierten Sprengstoffen, bei denen die Hülle dem Detonationsdruck i. a. nicht standhält, nicht zuzutreffen. Hier können die reagierenden Produkte vielmehr nach außen Arbeit leisten und sich durch Expansion soweit abkühlen, daß die Reaktion praktisch zum Erlöschen kommt.

Eine Vorbedingung für die Existenz stationärer Wellen ergibt sich aus dem notwendigen Gleichgewicht zwischen erzeugter und verbrauchter Energie. Nach der hydrodynamischen Theorie steigt der Energieverbrauch der Welle angenähert¹ mit dem Quadrat der Geschwindigkeit an, so daß wir den Energiebedarf durch

$$n_v = \left(\frac{D}{D_i}\right)^2 \quad (1)$$

charakterisieren können, wobei n_v den Energieverbrauch relativ zur Reaktionswärme angibt. Gleichgewicht zwischen

Energieerzeugung und Verbrauch besteht also bei $n_v = n_x$.

Ist dieses Gleichgewicht aber stabil, d. h. bleibt es bei geringeren Störungen, z. B. kleinen Schwankungen der Detonationsgeschwindigkeit erhalten? Zur Diskussion dieser Frage müssen wir die auftretenden Änderungen der im Abstand x hinter der Front freiwerdenden Energie $\frac{dn_v}{dD}$ vergleichen mit denjenigen der jeweils zur Aufrechterhaltung der Det.-Geschwindigkeit notwendigen Energie $\frac{dn_v}{dD}$. Der sich nach (1) ergebende Energiebedarf $n_v(D)$ ist in Abb. 2 dargestellt. Verläuft nun $n_x(D)$ steiler (Abb. 2, Fall 1), so wird z. B. bei einer Erhöhung der Det.-Geschwindigkeit mehr Energie frei, als zur Aufrechterhaltung der erhöhten Geschwindigkeit erforderlich ist, die Geschwindigkeit wird also weiter zunehmen. Umgekehrt wird bei einer Abnahme zu wenig Energie frei, um die verminderte Detonationsgeschwindigkeit aufrecht zu erhalten, so daß die Geschwindigkeit weiter absinkt. Offensichtlich ist die Bedingung dafür, daß die Welle

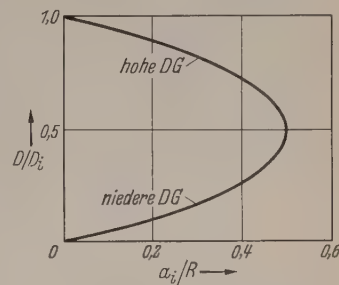


Abb. 1. Hohe und niedere Detonationsgeschwindigkeit D beim Ladungshalbmesser R für eine der oberen Grenzhgeschwindigkeit D_i entsprechende Reaktionszonenlänge a_i ; (nach EYRING u. a.).

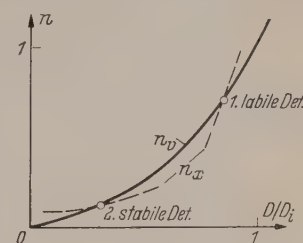


Abb. 2. Geschwindigkeitsabhängigkeit von Energieerzeugung (n_x) und Verbrauch (n_v) 1. bei labiler, 2. bei stabiler Detonation.

¹ Unter Vernachlässigung der thermischen Energie des Sprengstoffes gegen die Reaktionswärme, bzw. $c^2 \ll D^2$.

gegen kleine Störungen stabil ist, durch

$$\frac{dn_x}{dD} < \frac{dn_r}{dD}$$

gegeben (Abb. 2, Fall 2). Die Frage der Stabilität ist also eng mit der Struktur der Reaktionszone verbunden, und wir müßten, um die Stabilitätsbedingungen streng formulieren zu können $n_x(x, D)$ angeben können.

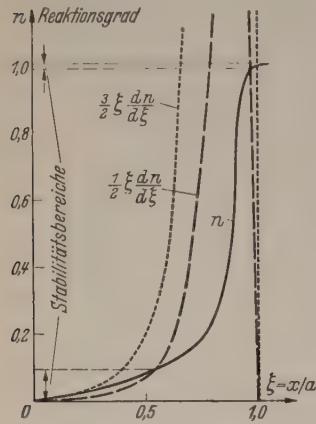


Abb. 3. Die Struktur der Reaktionszone und Stabilitätsgrenzen.

Eine exakte allgemeine Lösung dieser Aufgabe erscheint aber so hoffnungslos kompliziert, daß wir für einen qualitativen Überblick eine auf stark vereinfachende Annahmen beruhende Betrachtung durchführen wollen. Dabei sollen die folgenden Annahmen zugrunde gelegt werden:

1. Die Länge a der Zone vollständiger Umsetzung ist der Det.-Geschwindigkeit umgekehrt proportional.

Diese Annahme hat sich, wie bereits oben erwähnt, bei der Erklärung der experimentellen Beobachtungen über den „Durchmessereffekt“ bewährt.

2. Es gibt eine von D unabhängige Funktion $n\left(\frac{x}{a}\right) = n(\xi)$, die den Reaktionsgrad innerhalb der Reaktionszone angibt.

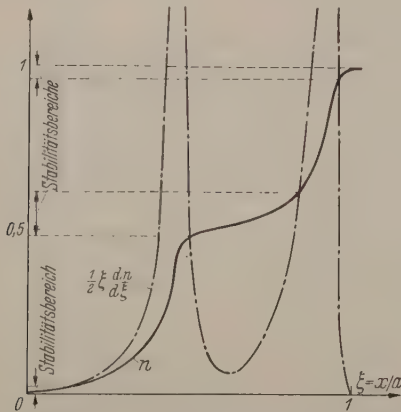


Abb. 4. Struktur der Reaktionszone und Stabilitätsbereiche bei Gemischen verschiedener Umsetzungsgeschwindigkeit.

Diese Annahme wird dadurch gerechtfertigt, daß in allen Fällen (auch bei heterogener Reaktion, wo n_x dann den örtlichen Mittelwert des Reaktionsgrades im Abstand x hinter der Stoßfront bezeichnet) die Reaktion selbstbeschleunigt verläuft, so daß der überwiegende Anteil der Reaktionszone von einem Gebiet relativ langsamer Aufheizung des Explosivstoffes gebildet wird, während die eigentliche Umsetzung sich erst in einem engen Bereich gegen Ende der Reaktionszone vollzieht. Die Reaktionszone wird also bei allen Wellengeschwindigkeiten eine ähnliche Struktur aufweisen.

Eine brauchbare Näherung für $n(\xi)$ können wir aus der Theorie der adiabatischen Wärmeexplosion erhalten, da Energietransportphänomene wegen der Geschwindigkeit des Vorganges keinen wesentlichen

Einfluß gewinnen können und die in der Reaktionszone auftretenden Druckänderungen bei kondensierten Sprengstoffen wegen ihrer geringen Kompressibilität nicht mit großen Arbeitsleistungen verbunden sind.

Wir können also näherungsweise für einen einheitlichen Explosivstoff der Aktivierungsenergie E

$$\frac{dn}{dx} = A(1-n)e^{-\frac{E}{RT}} \quad \text{mit} \quad T = T_1 + n \frac{Q}{c}$$

ansetzen, wenn wir eine homogene Reaktion 1. Ordnung annehmen und T_1 die Temperatur in der Stoßwellenfront und c die mittlere Wärmekapazität des Sprengstoffes angibt. Unter willkürlich angenommenen, größenordnungsmäßig aber zutreffenden Werten $E = 50\,000$ cal, $T_1 = 2000^\circ$ K und $\frac{Q}{c} = 3000^\circ$ ergibt sich durch Integration der in Abb. 3 dargestellte Verlauf $n\left(\frac{x}{a}\right) = n(\xi)$. Die Größe a , die der Koordinate abgeschlossener Reaktion entspricht, ist mathematisch zwar nicht endlich, praktisch aber durchaus determiniert, wenn man eine bis auf einen vernachlässigbar kleinen Bruchteil vollständige Umsetzung betrachtet.

Die Stabilitätsbedingung $\frac{dn_x}{dD} < \frac{dn_r}{dD}$ schreibt sich unter den angegebenen Voraussetzungen und unter der Annahme, daß x von D unabhängig ist, wegen

$$\frac{dn_x}{dD} = \frac{dn}{d\xi} \cdot \frac{d\left(\frac{x}{a}\right)}{dD} = -\frac{dn}{d\xi} \cdot \frac{x}{a^2} \cdot \frac{da}{dD} = \frac{\xi}{D} \frac{dn}{d\xi}$$

und

$$\frac{dn_r}{dD} = \frac{2n_r}{D}$$

bei

$$n_r = n_x = n$$

$$\frac{1}{2} \xi \frac{dn}{d\xi} < n$$

(2)

In der Abb. 3 ist neben $n(\xi)$ auch $\frac{1}{2} \xi \frac{dn}{d\xi}$ eingezeichnet. Es ergibt sich, daß 2 Stabilitätsbereiche vorhanden sind, in denen die Bedingung (2) erfüllt ist: Ein solcher, bei dem die Reaktion in der C-J-Fläche praktisch abgeschlossen ist, und ein zweiter, bei dem nur ein geringer Bruchteil der Energie umgesetzt ist. Dadurch wird qualitativ die Lücke verständlich, die zwischen stationären hohen und niederen Det.-Geschwindigkeiten besteht, sowie die Tatsache, daß die Werte geringer Det.-Geschwindigkeiten des gleichen Sprengstoffes einen gewissen Bereich umfassen. Auf Grund des speziellen Reaktionsmechanismus bei niederen Wellengeschwindigkeiten werden wir aber auch die quantitativen Werte verstehen können, die z. B. beim Nitroglycerin unter gewissen Bedingungen erhalten werden.

Unsere Bedingungen lassen aber noch eine weitere Möglichkeit für stabile Detonationswellen mit nicht abgeschlossener Reaktion erkennen: Wenn der Sprengstoff aus 2 (oder mehreren) Komponenten besteht, die sehr unterschiedliche Reaktionsgeschwindigkeiten besitzen, so kann die Reaktion der einen Komponente bereits beendet sein, ehe die der anderen praktisch begonnen hat. Die den Reaktionsablauf kennzeichnende Funktion $n(\xi)$ hat dann den in Abb. 4 dar-

gestellten Charakter. Aus dem Verlauf der entsprechenden Kurve $\frac{1}{2} \xi \frac{dn}{d\xi}$ ergibt sich, auch Detonationswellen stabil sind, in deren C-J-Fläche im wesentlichen nur eine Teilreaktion abgelaufen ist. Derartige Wellen mit teilweiser Reaktion bilden z. B. bei Al-haltigen Sprengstoffen die Regel, scheinen aber auch bei Nitroglycerin-Ammonitrat-Gemischen eine Rolle zu spielen. Bemerkenswert erscheint, daß der Stabilitätsbereich relativ breit ist, so daß die einer partiellen Reaktion entsprechenden Detonationen einen gewissen Geschwindigkeitsbereich umfassen.

Die bei der Ableitung der Stabilitätsbedingung (2) gemachte Voraussetzung, daß die Reaktionszonendicke a der Detonationsgeschwindigkeit D umgekehrt proportional ist, ist sicher nicht allgemein erfüllt. Die Verlängerung der Umsetzungszone bei sinkender Wellengeschwindigkeit hängt mit der Variation der Zündbedingungen in der Wellenfront zusammen und ist daher vom Zündmechanismus abhängig, der aber insbesondere von der physikalischen Beschaffenheit des Sprengstoffs bestimmt ist. Es soll daher schließlich noch untersucht werden, in welcher Weise die Stabilitätsbedingung sich ändert, wenn wir unsere Voraussetzungen dahin verallgemeinern, daß wir a proportional D^{-m} ansetzen, wobei der Exponent m jeweils u. U. gebietsweise — den bei einem gegebenen Sprengstoff vorliegenden speziellen Verhältnissen anzupassen ist.

Wegen $\frac{dD}{da} = -\frac{ma}{D}$ ergibt sich dann unter sonst gleichen Voraussetzungen

$$\frac{m}{2} \xi \frac{dn}{d\xi} < n. \quad (3)$$

In Abb. 3 ist neben $n(\xi)$ auch $\frac{3}{2} \xi \frac{dn}{d\xi}$ (punktiert) eingezeichnet. In diesem Falle (also für $m = 3$, im Rahmen unserer Voraussetzungen überhaupt für $m \geq 2$, wie man leicht sieht) ist ein Stabilitätsgebiet bei kleinen freiwerdenden Energien, also niedrigen Detonationsgeschwindigkeiten, nicht vorhanden, während der Bereich der hohen stabilen Geschwindigkeiten praktisch unverändert ist.

Es zeigt diese Betrachtung, daß der einer nahezu vollständigen Reaktion entsprechende Geschwindigkeitsbereich sehr eng ist und vom Zündmechanismus kaum beeinflusst wird, während die Existenz langsamer Detonationswellen mit sehr unvollständiger Umsetzung und deren Geschwindigkeitsbereich von den Zündbedingungen in der Detonationsfront abhängt. Dieses Ergebnis ist mit den experimentellen Beobachtungen in voller Übereinstimmung.

3. Langsame Detonationen beim Nitroglycerin.

Ob bei geringen freiwerdenden Energien überhaupt Detonationswellen möglich sind, hängt davon ab, ob bei den entsprechend geringen Stoßintensitäten ausreichende Zündbedingungen vorhanden sind. Es ist bereits bemerkt worden [8], daß bei einer Det.-Geschwindigkeit von 2000 m/sec die Erwärmung kondensierter Sprengstoffe durch die Kompression in der Stoßfront nur einige 10° C ausmachen kann, so daß homogene Zündung in der Wellenfront ausgeschlossen erscheint. Diese kann vielmehr nur an einzelnen Explosionskeimen erfolgen, an denen infolge von physikalischen Inhomogenitäten Energiekonzentration und

damit lokale Erhitzungen auftreten. BOWDEN und Mitarb. [9] haben durch Versuche nachgewiesen, daß in den von ihnen untersuchten Fällen bei langsamen Detonationen eingeschlossene Luftbläschen als Explosionskeime wirksam sind. Diese Luftvolumina werden durch den Detonationsdruck praktisch adiabatisch komprimiert, so daß sich eine Temperatur des eingeschlossenen Gases von $T_1 = T_0 \left(\frac{P_1}{P_0} \right)^{\frac{\alpha-1}{\alpha}}$ ergibt, wobei P_1 den Stoßwellendruck, T_0 und P_0 die Ruhewerte von Temperatur und Druck des Gases, das ein Verhältnis α der spezifischen Wärme besitzen soll, bedeuten.

Der Temperatur T_1 entspricht nun eine gewisse Einstellzeit der Reaktion τ_{reakt} in der Umgebung des Explosionskeimes. Die Temperaturabhängigkeit der Einstellgeschwindigkeit hat H. BEHRENS [10] für die Wassergasreaktion rechnerisch untersucht und darauf hingewiesen, daß die für diese Reaktion gültigen



Abb. 5. Relative Änderung der Wellengeschwindigkeit beim Wasser und die danach bei Nitroglycerin ($c \sim 1500$ m/sec) zu erwartenden Stoßgeschwindigkeiten.

Zeiten annähernd auch für andere chemische Umsetzungen gelten, bei denen eine der Wassergasreaktion ähnliche Kettenreaktion die wesentliche Energiequelle bildet. Wir können also die von BEHRENS gefundenen Reaktionszeiten, die in Tabelle 1 wiedergegeben sind, insbesondere bei nitrerten Kohlenwasserstoffen näherungsweise benutzen.

Tabelle 1. Halbwertszeit der Wassergasreaktion nach H. BEHRENS.

Zündtemperatur T_1 in °K	1500°	2000°	2500°	3000°
Reaktionszeit τ_{reakt} in sec	$4,1 \cdot 10^{-2}$	$1,2 \cdot 10^{-4}$	$3,8 \cdot 10^{-6}$	$4,5 \cdot 10^{-7}$

Nach einer Zeit τ_{reakt} wird sich also um den Explosionskeim (den wir uns im folgenden als punktförmig denken wollen, was zumindest den Verhältnissen in Flüssigkeiten nahe kommt), eine kugelförmige Explosion ausbreiten. Damit also nur ein geringer Bruchteil der Gesamtenergie in der Entfernung x von der Wellenfront bis zur C-J-Fläche frei wird, muß die Zeit $\tau = \frac{x}{D}$, innerhalb derer die Reaktionszone ein Sprengstoffteilchen überstreicht, nahe bei τ_{reakt} sein.

Um aus dem Stoßwellendruck auf die Wellengeschwindigkeit schließen zu können, müssen wir unsere Vorstellungen noch etwas näher spezialisieren, da eine allgemein gültige Zuordnung bei dem derzeitigen Stand unserer Kenntnisse nicht möglich ist. Während hierfür bisher bei festen Sprengstoffen ge-

¹ Die Strömungsgeschwindigkeit hinter der Front kann bei langsamen Detonationen gegen die Det.-Geschw. vernachlässigt werden.

nügende Unterlagen nicht vorhanden sind, ist die Zuordnung bei flüssigen Explosivstoffen mit einer für unsere Betrachtungsweise ausreichenden Genauigkeit möglich.

Für Wasser liegen Berechnungen und Messungen der Stoßwellengeschwindigkeit in Abhängigkeit von der Höhe des Druckstoßes vor [11, 12], deren in dem uns interessierenden Druckbereich übereinstimmende Resultate in Abb. 5 wiedergegeben sind.

Die relative Änderung der Wellengeschwindigkeit dürfte auch bei anderen Flüssigkeiten nicht sehr von der bei Wasser gefundenen verschieden sein, so daß eine universelle Benutzung der Kurve Abb. 5 nahe-

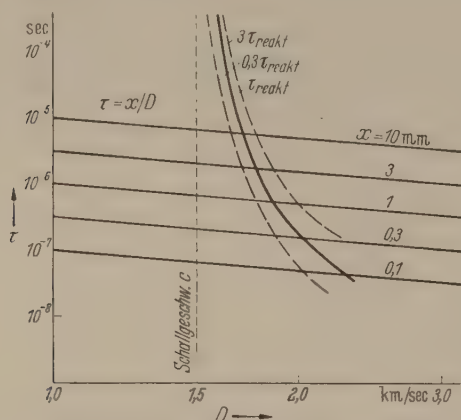


Abb. 6. Reaktionszeiten (nach BEHRENS) und Durchlaufzeiten der Reaktionszone bei verschiedenen Längen x .

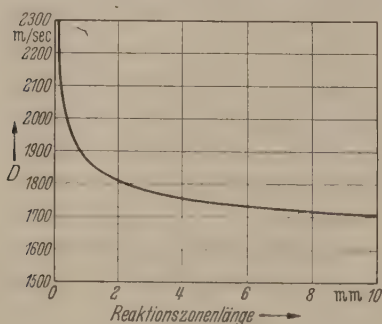


Abb. 7. Det.-Geschwindigkeit bei Nitroglycerin für verschiedene Reaktionszonenlängen bzw. Keimabstände.

ungsweise gerechtfertigt ist. Nun sind allerdings experimentelle Werte für Schallgeschwindigkeiten in flüssigen Explosivstoffen, deren Kenntnis zur Berechnung der Wellengeschwindigkeit dann noch erforderlich ist, nicht bekannt; doch lassen sich diese mit für unsere Zwecke hinreichender Genauigkeit aus Regeln angeben, die SCHAAFFS [13] über die Abhängigkeit der Schallgeschwindigkeit von der chemischen Konstitution aufgestellt hat. Hiernach kommt dieser¹ für Nitroglycerin auf einen Wert von 1500 m/sec. Die hiermit sich ergebenden Wellengeschwindigkeiten sind in Abb. 5 eingetragen.

Wir können also an Hand dieser Werte jeder Det.-Geschwindigkeit einen Stoßwellendruck und damit eine Zündtemperatur der Explosionskeime zuordnen.

Damit ist aber, wenn wir $\tau_{\text{reakt}} = \frac{x}{D}$ setzen, die Geschwindigkeit der Welle bestimmt, wenn wir die Reaktionszonenlänge x vorgeben. In der Abb. 6 ist $\tau = \frac{x}{D}$

und τ_{reakt} als Funktion von D eingetragen. Als Zündkeime sind dabei Luftbläschen ($x = 1,4$) von Zimmertemperatur und Atmosphärendruck angenommen. Die bei $\tau = \tau_{\text{reakt}}$ sich für Reaktionszonenlängen $x = 0,1 \dots 10$ mm ergebenden Det.-Geschwindigkeiten sind in Abb. 7 dargestellt. Die erhaltenen Werte zwischen 1700 und 2200 m/sec umfassen die Spanne der bisher bei Nitroglycerin gemessenen langsamen Geschwindigkeiten¹. Auch wenn wir $\tau/\tau_{\text{reakt}} = 0,3$ annehmen, ergeben sich, wie aus Abb. 6 hervorgeht, keine wesentlich anderen Det.-Geschwindigkeiten.

Es liegt nun die Vermutung nahe, daß die bisher allgemein willkürlich angenommene Länge der Reaktionszone sich einer anderen natürlichen Länge des Vorganges anpaßt: dem mittleren Abstand der wirksamen Keime. Dann ergibt sich nämlich ein sehr einleuchtendes Bild der Explosionsfortpflanzung: Es ist bekannt, daß durch Überlagerungseffekte bei mehreren gleichzeitigen Explosionen in Zwischengebieten bei Entfernungen von der Größenordnung des Abstandes der Explosionsherde besonders hohe Drücke auftreten und damit besonders günstige Bedingungen zur Zündung der Keime herrschen. Der Fortpflanzungsmechanismus ließe sich dann wie folgt beschreiben: Durch das Zusammenwirken mehrerer am Ende der Reaktionszone einsetzender Explosionen werden geometrisch günstig gelegene Keime am Wellenkopf aktiviert, die wiederum nach einer Zeit, die dem Durchlaufen der Reaktionszone entspricht, lokale Explosionen erzeugen. Die Ausbreitung dieser Explosionen wird durch den starken Druckabfall hinter der C-J-Fläche unterbrochen, so daß also nur ein kleiner Bruchteil des Sprengstoffes (in der Umgebung der Explosionskeime) zur Umsetzung kommt. Es brauchen nach dieser Vorstellung nicht notwendigerweise alle vorhandenen Keime wirksam zu werden, sondern es kann durch ihre geometrische Lage zueinander eine Auswahl getroffen werden.

Unter der Annahme, daß die Reaktionszonenlänge die Größenordnung des mittleren Abstandes der wirksamen Keime annimmt, gibt Abb. 7 auch die Abhängigkeit der DG von der Keimdichte an. Leider liegen experimentelle Untersuchungen über den Zusammenhang zwischen Keimverteilung und Det.-Geschwindigkeit, die eine Prüfung dieser Folgerung erlauben, bisher nicht vor. Doch kann man an Hand von besonderen Beobachtungen in Fällen, in denen die Det.-Geschwindigkeit gemessen wurde, auf den Abstand der wirksamen Keime schließen. Bringt man nämlich eine dünne Sprengstoffschicht über einer Metallplatte zu langsamer Detonation, wie dies BOWDEN u. a. [14] getan haben, so gibt die Beanspruchung der Platte nach der Explosion ein Bild der örtlichen Druckverteilung wieder. Diese entspricht vollkommen dem oben entworfenen Bilde des Vorganges: Eng begrenzte Stellen lokaler hoher Druckeinwirkung sind von Gebieten geringerer Beanspruchung umgeben. Bei einer Detonationswelle niedrigerer Geschwindigkeit in Nitroglycerin kann man aus der Verteilung der Stellen be-

¹ Nur in sehr engen Röhren sind noch niedrigere Geschwindigkeiten (800–900 m/s) gemessen worden. Hier ist wahrscheinlich ein anderer als der hier vorgeschlagene Mechanismus wirksam, bei dem Oberflächen- bzw. Grenzschichtphänomene die entscheidende Rolle spielen. Es ist jedenfalls beachtenswert, daß diese Geschwindigkeiten kleiner als die Schallgeschwindigkeit im unendlich ausgedehnten Sprengstoff sind.

¹ Lt. persönlicher Mitteilung.

onders starker örtlicher Beanspruchungen auf einen mittleren Abstand der wirksamen Keime von etwa 0,4 mm schließen. Zu einem ähnlichen Wert kommt man auf Grund einer Drehtrommelaufnahme, die MULCAHY und VINES [14] — ebenfalls bei Nitroglycerin — mit parallel zur Detonationsfront justierten Schlitz der Kamera enthielten. Auf dieser Aufnahme (Plate II b in [4]) wird die unregelmäßige Ausbildung der Explosionsfront sichtbar. Der mittlere Abstand der Einbuchtungen, den wir mit dem der wirksamen Keime identifizieren können, beträgt hier 0,6 mm. Die bei beiden Versuchen gemessene Det.-geschwindigkeit beträgt 2000 m/sec in recht guter Übereinstimmung mit dem Wert, den wir nach Abb. 7 für derartige Keimabstände erwarten konnten.

Wir können also feststellen, daß aus dem hier vorgeschlagenen Mechanismus heraus alle eingangs erwähnten Beobachtungen qualitativ verständlich sind und daß in den Fällen, in denen quantitative Angaben möglich sind, diese in Einklang mit der Erfahrung stehen. Weitere quantitative Untersuchungen erscheinen insbesondere für den Fall der festen kristallinen Sprengstoffe wünschenswert. Hierzu wäre das Verhalten von Stoßwellen mit Drücken von einigen 1000 Atm. in solchen Sprengkörpern näher zu studieren.

Zusammenfassung.

Die Stabilität von Detonationswellen mit unvollständiger Reaktion wird untersucht. Eine Betrachtung der Struktur der Reaktionszone ergibt, daß solche Wellen nur stabil sein können, wenn die Reaktionsgeschwindigkeit in der CHAPMAN-JOUQUET-Fläche hinreichend langsam ist. Es muß also dort die Reaktion oder zumindest eine Teilreaktion — entweder prak-

tisch abgeschlossen oder aber nur sehr unvollständig sein. Der Stabilitätsbereich von Detonationswellen mit unvollständiger Reaktion hängt von den Zündbedingungen der Front ab. Unter der Annahme, daß bei kleinen freierwerdenden Energien Luftbläschen als Explosionskeime wirksam sind, kann die Detonationsgeschwindigkeit bei flüssigen Sprengstoffen in Abhängigkeit von der Reaktionszonenlänge angegeben werden, wobei die von BEHRENS errechneten Reaktionsgeschwindigkeiten benutzt werden. Die einem plausiblen Fortpflanzungsmechanismus entsprechende Hypothese, daß die Reaktionszonenlänge in der Größenordnung des mittleren Abstandes der wirksamen Keime liegt, erlaubt, die Detonationsgeschwindigkeit in Abhängigkeit von der Keimdichte anzugeben. Bei Nitroglycerin, wo sich Keimabstände in einigen Fällen ermitteln lassen, ist die Übereinstimmung mit den gemessenen Geschwindigkeiten befriedigend.

Literatur. [1] Siehe die zusammenfassende Darstellung in TAYLOR, J.: Detonation in Condensed Explosives, Oxford 1952, S. 156ff. — [2] STRESAU, R. H.: Phys. Rev. **87**, 234 (1952). — [3] BOWDEN, F. P.: u. O. A. GURTON: Proc. Roy. Soc. **A 198**, 337 (1949). — [4] Siehe BOWDEN, F. P. u. A. D. YOFFÉ: The Initiation and Growth of Explosions in Liquids and Solids, Cambridge 1952, S. 91. — [5] EYRING, H., R. E. POWELL, G. H. DUFFEY u. R. B. PARLIN: Chem. Rev. **45**, 69 (1949). — [6] BECKER, R.: Z. Phys. **8**, 321 (1922). — [7] DÖRING, W.: Ann. Phys. **43**, 421 (1943). — [8] BOWDEN, F. P.: Proc. Roy. Soc. **204**, 20 (1950). — [9] YOFFÉ, A.: Proc. Roy. Soc. **A 198**, 373 (1949). — [10] BEHRENS, H.: Z. phys. Chem. **195**, 1 (1950). — [11] COLE, R. H.: Underwater Explosions, Princeton 1948. — [12] SCHALL, R.: Z. angew. Phys. **2**, 252 (1950). — [13] SCHAAFFS, W.: Z. phys. Chem. **196**, 397 (1951). — [14] In der unter 4. zitierten Monographie wiedergegeben.

Dr. RUDI SCHALL,
Weil am Rhein, Rosenstraße 11.

Berichte.

Neuere Entwicklung der Spannungsoptik.

Von GUSTAV MESMER.

Mit 6 Textabbildungen.

(Eingegangen am 28. Januar 1954.)

Die Beobachtung mechanischer Verspannungen der Verformungen in durchsichtigen Modellen unter Verwendung von optischen Interferenzerscheinungen ist eine seit über 100 Jahren bekannte Methode. Die erste Analyse der optischen Erscheinungen in wärmeverspannten Gläsern führte schon MAXWELL aus. Die Einführung billiger, einfach herzustellender Celluloidmodelle in die „Photoelasticity“ durch COKER [1] vor 50 Jahren machte das Verfahren für technische Laboratorien brauchbar, und durch die Einführung spannungsoptischer hochaktiver durchsichtiger Kunststoffe (Bakelite usw.) vor etwa 25 Jahren wurde die Auswertung so vereinfacht, daß die Spannungsoptik in praktischen Betrieben schnell Eingang fand.

Wegen der Grundlagen des Verfahrens sei auf das vorhandene Schrifttum hingewiesen. Dieser kurze Aufsatz enthält nur die wichtigsten Grundtatsachen und berichtet über die neueste Entwicklung, insbesondere in den U.S.A.

1. Ebene Spannungszustände.

Aus dem zweidimensionalen Gleichgewicht der Spannungen in einem kleinen Element folgt, daß die wirksame Schubspannung auf jeder inneren Ebene durch einen Punkt (z. B. τ_{xy}) aus der in diesem Punkt

wirksamen Hauptschubspannung $\tau_{max} = \frac{1}{2} (\sigma_1 - \sigma_2)$

und dem Neigungswinkel α der Ebene errechnet werden kann

$$\tau_{\alpha} = -\tau_{max} \cdot \sin 2\alpha, \quad (1)$$

dabei ist α der Winkel zwischen den Normalen auf betrachteten Ebene und auf der Haupt-Ebene, auf der die größte Hauptspannung σ_1 wirksam ist. Kennt man alle Werte τ_{xy} , so kann man die Gleichgewichtsbedingungen des Feldes verwenden, um durch Differentiation und Integration von einem bekannten Punkt her jeden Spannungswert zu ermitteln.

Es ist z. B.

$$\sigma_x - \sigma_{x0} = - \int_0^x \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial y} dx. \quad (2)$$

In einem *ebenen* Zustand gilt ferner wegen der geometrischen Verträglichkeit benachbarter Verformungen für die Hauptspannungssumme $S = (\sigma_1 + \sigma_2)$ die Potentialgleichung

$$\frac{\partial^2 S}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 S}{\partial y^2} = 0. \quad (3)$$

Verbindet man in einem ebenen Spannungsfeld alle Punkte gleichen Wertes $T = (\sigma_1 - \sigma_2)$, so erhält man die T -Gleichen (Schubgleichen, Isochromaten), eben-

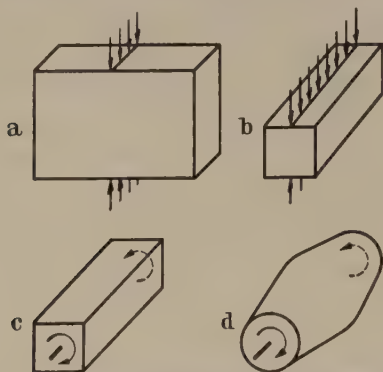


Abb. 1. a) Ebener Spannungszustand, Fall 1.

b) Ebener Verzerrungszustand, Fall 2. c) Zylindertorsion, Fall 3.

d) Kreissymmetrische Torsion, Fall 4.

so erhält man die S -Gleichen (Isopachen), und die Linien gleicher Hauptspannungsneigung φ , die φ -Gleichen (Isoklinen). Aus diesen Isoklinen kann man graphisch die Hauptlinien (Trajektorien) ermitteln, die an jedem Punkte parallel zu den Haupttrichtungen verlaufen.



Abb. 2. Torsionsfreie Kreissymmetrie, Fall 5.



Abb. 3. Mehrfachzusammenhängender Körper.

In den vier Grundfällen, in denen der Spannungszustand in 2 Koordinaten beschrieben werden kann, gilt mit einer noch zu erwähnenden Einschränkung die Regel der geometrischen Ähnlichkeit: In geometrisch ähnlichen Körpern erhält man bei geometrisch ähnlicher Belastung geometrisch ähnliche Spannungszustände. Man benötigt also nur einen aus dem Gesamtgleichgewicht sehr einfach ermittelten Umrechnungsfaktor, wenn man die Ergebnisse etwa eines Glasmodells auf ein Stahlkonstruktionsglied übertragen will. Die vier Fälle sind: 1. der ebene Spannungszustand (dünne ebene Scheibe), 2. der ebene Verformungszustand (langes Prisma), 3. die Zylindertorsion, und 4. die Torsion kreisrunder, geradachsiger Wellen mit veränderlichem Wellenradius (Abb. 1). Die Spannungsverteilung im fünften, in zwei Koordinaten beschreibbaren Fall, nämlich der achsialsymmetrischen Belastung (Abb. 2) hängt dagegen von der Querdehnungszahl μ des Materials ab, und diese Einschränkung gilt auch in den beiden ersten ebenen Zuständen, wenn in mehrfach zusammenhängenden Bereichen die entlang eines Randes wirksamen Kräfte nicht im Kraft-

gleichgewicht stehen, wie z. B. in Abb. 3. Dieser Einfluß ist jedoch abschätzbar und im allgemeinen da man auch hier ohne groben Fehler die Ähnlichkeitsregel anwenden, insbesondere, wenn die Querdehnungszahlen der beiden verglichenen Materialien nicht sehr voneinander abweichen.

2. Optische Doppelbrechung.

Schaltet man ein Modell der Doppelbrechung und der Neigung β zwischen *gekreuzte Linearpolarisatoren*, so erhält man eine durchgehende Lichtintensität

$$I = I_0 \sin^2 2\beta \cdot \sin^2 \pi m, \quad (4)$$

dabei ist β die Neigung einer optischen Hauptachse des Modells gegen eine Polarisationsrichtung, m die gegenseitige Phasenverzögerung der beiden Hauptkomponenten des Lichtstrahls im Modell, gemessen in Wellenlängen des verwendeten Lichtes. Dunkelheit entsteht also hinter dem Modell entweder für $\beta = 0$, d. h. wenn Haupttrichtungskreuz und Polarisationskreuz übereinstimmen, oder für $m = 0, 1, 2$ usw., d. h. wenn keine oder eine ganzzahlige Wellenverschiebung vorhanden ist. Zwischen *gekreuzten Zirkularpolarisatoren*, die ursprünglich ein Dunkelfeld aufweisen, verschwindet der β -Einfluß und die Helligkeit des durchgehenden Strahles ist einfach gegeben durch

$$I = I_0 \sin^2 \pi m. \quad (5)$$

Zwischen *parallelen Zirkularpolarisatoren* schließlich erhält man ursprünglich ein Hellfeld, Dunkelheit tritt auf für $m = 1/2, 3/2$ usw.

3. Spannungsoptik.

Bei elastischer Verspannung oder Verformung glasartiger Stoffe erhält man eine optische Doppelbrechung, die sich aus der verschiedenen Geschwindigkeit der beiden Hauptschwingungskomponenten eines durchfallenden Lichtstrahls im Körper ergibt. Die hinter dem durchstrahlten Körper im Licht vorhandene relative Phasenverzögerung m (gemessen in Wellenlängen) ist bei elastischem Verhalten proportional zur Hauptspannungsdifferenz T und zur Dicke d des durchstrahlten Materials, sie hängt außerdem von Art und Zustand des Werkstoffs und von der Belastungszeit ab. Ein spannungsoptisches ebenes Modell zwischen *gekreuzten Zirkularpolarisatoren* erscheint auf dunklen Untergrund und ist von dunklen Linien (Isochromaten) durchzogen, die nach Gl. (5) konstanten Werten $m = 0, 1, 2$ usw., d. h. konstanten Werten $T \cdot d$ (ganzzahlige Vielfache einer durch Eichung feststellbaren Grundeinheit) entsprechen. Das Bild ist also unabhängig von der nicht notwendig streng konstanten Modelldicke d , wenn aus Gleichgewichtsgründen die Spannungen T unter gegebener Last umgekehrt proportional zur Dicke sind.

Man bevorzugt (insbesondere in amerikanischen Arbeiten) *parallele Zirkularpolarisatoren*, weil dann auf hellem Untergrund die Modellkanten deutlich sichtbar werden und dadurch die interessanten Werte der Doppelbrechung am Rande des Modells schärfer abgeschätzt werden können. Die dunklen Isochromaten in diesen Bildern entsprechen den Werten $m = 1/2, 3/2$ usw. (Abb. 4).

Die Verwendung *gekreuzter Linearpolarisatoren* zeigt zusätzlich nach Gl. (4) die dunkle Linie $\beta = 0$

besonders gut in einem Feld geringer m -Werte, da sich die β - und m -Linien manchmal störend überkreuzen. Sie ist eine Isokline $\varphi = \text{const.}$, wobei φ der Neigungswinkel der Polarisatorenstellung ist. Die Aufnahme einer Isoklinenserie (etwa alle 5°) ist von Hand möglich, kann aber auch photomechanisch befriedigend bewerkstelligt werden [8].

Die beiden einfachsten spannungsoptischen Grundaufnahmen der T - und der φ -Gleichen im ebenen Modell stellen nach wie vor den eigentlichen Wert des Verfahrens dar. Aus dem T -Feld ergibt sich sofort der T -Höchstwert, meist am einspringenden (konkaven) freien Rand auftretend. Am freien Rand ist $\sigma_2 = 0$, also ergibt hier $T = \sigma_1$ unmittelbar die zur Beurteilung der Sicherheit einer Konstruktion wichtige höchste Randspannung im gegebenen Lastfall. Aus T und α ($= \beta$) folgt nach Gl. (1) der Wert von τ_{xy} in jedem Punkt. Durch Anwendung von Gl. (2) ermittelt man σ_x , dabei ergibt der freie Rand geeignete Anfangsbedingungen, da man in ihm den Spannungszustand völlig bestimmen kann. Entsprechend kann man σ_y errechnen. Aus dem Gleichgewicht in einem Feldpunkt folgt auch unmittelbar $\sigma_y = \sigma_x - T \cos 2\alpha$.

4. Allgemeine Auswertung im ebenen Feld.

Der soeben erwähnte Vorgang der numerischen oder graphischen Differentiation und Integration spannungsoptisch gefundener Werte ist nur bei sehr großer Sorgfalt mit einiger Genauigkeit durchführbar, denn man arbeitet in Wirklichkeit mit Differenzen, nicht mit Differentialen. Obwohl das Verfahren neuerdings in dreidimensionalen Zuständen wieder besondere Bedeutung erlangt hat (Abs. 5), empfehlen doch einige Autoren, im ebenen Zustand eine zusätzliche Messung oder Rechnung durchzuführen.

Bekannt ist die Methode, die Modelldicke punktweise zu vermessen. Unter Last verändert sich die ursprüngliche Scheibendicke d um

$$\Delta d = \frac{d \cdot \mu}{E} (\sigma_1 + \sigma_2) = \frac{\mu}{E} \cdot d \cdot S. \quad (6)$$

Dieser Betrag ist äußerst klein und muß außerdem im Innern der Scheibe, d. h. mittels eines langen Instrumentenarmes um die Scheibe herum gemessen werden. Früher verwendete Instrumente mit optischer oder elektrischer Ablesung waren meistens nicht ganz befriedigend [9]. Kürzlich ist wiederum ein neues anscheinend recht gutes mechanisches Instrument für diesen Zweck beschrieben worden [10]. Der große Vorteil einer Feldaufnahme von S an Stelle einer Punktmessung ist offensichtlich. Bekannte Verfahren benutzen die Potentialeigenschaft von S , Gl. (3). S ist ein ebenes Potential zwischen spannungsoptisch gegebenen Randwerten, kann also entweder durch mathematische Methoden berechnet [11, 12] oder als gespannte Membran oder elektrisches Feld hergestellt und aufgenommen werden. Dieselbe Methode wird bekanntlich auch im Fall 3 (Zylindertorsion) benutzt, wobei ebenfalls die Differentialgleichung der „Seifenhaut“ eine Analogie ermöglicht. Neueste Versuche mit elektrisch halbleitendem Papier waren erfolgreich [13], jedoch schließt ein Autor [14], daß die numerische Methode schneller, d. h. billiger, zum Ziele führt. Ferner ist ein Versuch bekannt, die Aufwölbung der ursprünglich streng ebenen Oberfläche des Modells interferenzoptisch mittels der dünnen Schicht zwischen

dieser Oberfläche und einer zweiten spiegelnden optisch planen Ebene zu vermessen [15]. Die erforderlichen absolut ebenen Oberflächen und unvermeidliche Gesamtverformungen machen Versuche dieser Art kostspielig und äußerst schwierig.

Ein neues aussichtsreiches Verfahren verwendet Interferenzeffekte in handelsüblichem Plexiglas [16, 17]. Bei senkrechter Beleuchtung einer Glasscheibe mit einfarbigem Licht (auch Natriumlicht ist trotz seiner Doppellinienstruktur geeignet) ergibt die Überlagerung der an Vorder- und Rückseite des Glases reflektierten Strahlen Interferenzerscheinungen in Gestalt von dunklen Linien gleicher gegenseitiger Phasenverzögerung der beiden Strahlen, die der hin und zurück durchlaufenen Glasdicke entspricht. Die Linien sind oft mit bloßem Auge klar zu erkennen, be-

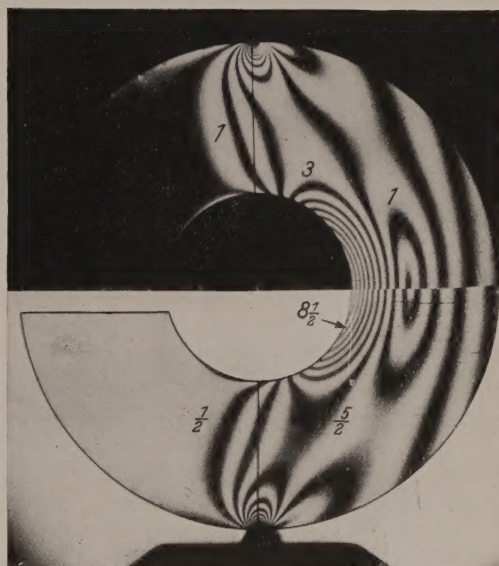
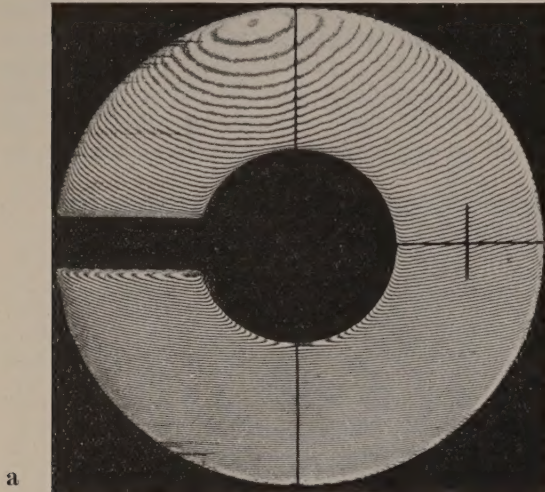


Abb. 4. Isochromaten (Linien gleicher Hauptspannungsdifferenz) im geschlitzten Ring unter Einzellasten. Zirkularlicht. Gekreuzte (oben) und parallele unten) Polarisatoren. (Vgl. Abb. 5.)

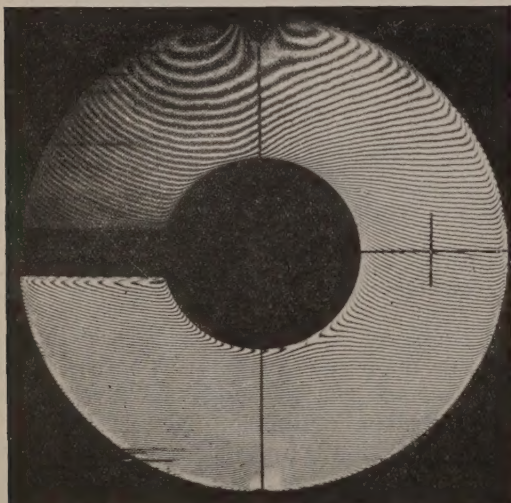
sonders in ebenen Silikatglasscheiben und Plexiglasscheiben, da diese von der Fabrikation her ebenfalls die Abdrucke von Oberflächen geschliffener, polierter Silikatglasscheiben aufweisen. Man sucht sich ein Stück von etwa 2–3 mm Dicke aus, das ein regelmäßiges, nicht zu weites und nicht zu enges Liniensystem aufweist. Das Modell wird aus diesem Plexiglas geschnitten und in seinem Belastungsrahmen befestigt, zunächst aber nicht belastet. Bei geeigneter Anordnung (Beleuchtung in Blickrichtung über einen zwischengeschalteten Halbsilberspiegel und Einschaltung einer großen Linse zur Konvergenz der reflektierten Strahlen) ist die unverzerrte Photographie des Streifenbildes ohne wesentliche Schwierigkeit möglich. Man belastet nun das Modell und wiederholt die Photographie der nunmehr veränderten Streifen in genau gleichem Maßstab. Die Veränderung der Streifen entspricht der zu S proportionalen Dickenänderung des Modelles. Würden die Streifen Nummern tragen, so könnte man aus dem Nummernunterschied der beiden Photographien an jedem bestimmten Punkt unmittelbar den S -Wert jedes Punktes ablesen. Die tatsächliche Numerierung auf den Photoabzügen von einem als unverspannt bekannten Nullpunkt her ist tatsächlich gelegentlich nützlich. Photographiert man beide Bilder auf demselben Film oder projiziert man die

beiden Negative oder ein Positiv des ersten und ein Negativ des zweiten Bildes gemeinsam mit geeigneter exakter Überlagerung gleicher Modellpunkte, so entsteht im Projektionsbild ein neues Interferenzsystem der ursprünglichen Interferenzstreifen wie beim Moiré überlagerter Gespinste. Die neu erscheinenden Linien erscheinen sozusagen auf dem Raster des ursprünglichen Streifensystems, sie sind die Verbindungslinien der Punkte gleichzahliger Streifenwanderung, d. h. die

lasten sind die Rückführkräfte des Gitters so gering, daß nur ein Teil der Verformung und Doppelbrechung zurückgeht. Vorsichtiges Zersägen in der Kälte stört den verbleibenden Zustand so wenig, daß die Teilstücke in verschiedenen Richtungen wie ebene Elemente durchstrahlt werden und ihre T - und φ -Werte spannungsoptisch vermessen werden können. Wie oben erwähnt, sind dann mittels der Integration der Gleichgewichtsbedingungen alle inneren Spannungen errechenbar. Es ist vor einiger Zeit auch gelungen denselben Effekt ohne Wärmeanwendung durch Langzeitwirkung einer verhältnismäßig hohen Last zu erzielen. Wenn das Zersägen innerhalb kurzer Zeit vorgenommen wird, kann man unmittelbar anschließend den Zustand mit einer gewissen Genauigkeit spannungsoptisch vermessen. Zur Eichung muß ein zwei-



a



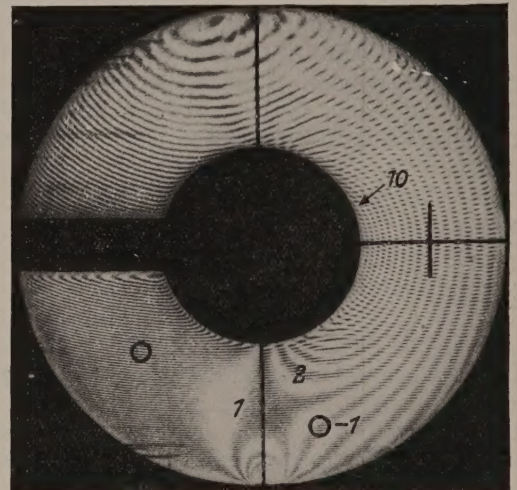
b

Abb. 5. Linien gleicher Dicke im Ring Abb. 4. a) ohne Last; b) unter Einzellasten. Superposition von 5a und 5b ergibt Abb. 5c.

S -Gleichen (Isopachen) des Zustandes. Aus einer Eichung entnimmt man die Grundeinheit von $(S \cdot d)$ je Linie und erhält damit ein äquidistantes Höhen-schichtenbild des gesamten S -Feldes (Abb. 5).

5. Erstarrungsverfahren.

Die aus dem eigenartigen, zweiphasigen Verhalten einiger Kunststoffe in der Wärme folgende Eigenschaft, Verformungszustände erstarrt zu erhalten, bietet eine sehr aussichtsreiche Möglichkeit, Spannungszustände im Innern räumlicher Konstruktionsteile messend zu verfolgen. Den Vorgang kann man sich so vorstellen, als ob in der Wärme ein Anteil des Stoffes wachsartig erweicht, ein anderer wie ein elastisches Gitterwerk die Last trägt. Kühlt man unter Last ab, so erstarrt der weiche Anteil und nach dem Ent-



c

Abb. 5c. Isopachen (Linien gleicher Hauptspannungssumme) sichtbar durch Überlagerung zweier Aufnahmen von Linien gleicher Dicke. Die Sichtbarkeit hängt von der Feinheit der Linien ab und ist nur für geringe Gesamtverformung genau. (Vgl. Abb. 4, Lastverhältnis Abb. 4: Abb. 5 entspricht $9\frac{1}{2} : 12\frac{1}{2}$.)

tes Modellstück mit bekanntem Zustand gleichzeitig und gleichartig mitbehandelt werden [18]. Die Entwicklung weiterer Kunststoffe für diesen speziellen Zweck ist noch im Gange [19] und die Genauigkeit des Verfahrens wird sich dadurch noch wesentlich verbessern lassen. Insbesondere muß noch ein hierfür wirklich zufriedenstellendes gießbares Material entwickelt werden [20]. Verfahren dieser Art sind nicht so einfach, daß man ihre Verwendung für den praktischen Betrieb ohne weiteres empfehlen könnte. Sie erfordern vielmehr große Erfahrung des Experimentators und ein entsprechend ausgestattetes Laboratorium. Wertvolle Ergebnisse wurden damit erzielt [21, 22].

6. Streulichtverfahren.

Die Verwendung des TYNDALL-Effektes in milchig trüben Medien ergibt ebenfalls eine Möglichkeit, die innere Doppelbrechung eines Modells zu studieren. Bestrahlt man etwa mit einer dünnen Lichtebene polarisierten Lichts von der Seite her einen tordierten Kunststoffzylinder, so kann man quer zur Lichtebene, vom Zylinderende her, beobachten, wie sich der Polarisationszustand während der Durchdringung des Körpers verändert. Die seitliche Lichtstreuung erreicht ein Maximum oder Minimum je nach der Polari-

sationsrichtung des Strahles. Die von der Seite her beobachteten dunklen Streifen gleichen Polarisationszustandes haben also einen gegenseitigen Abstand, der umgekehrt proportional zu der zwischen ihnen wirkenden Doppelbrechung je Längeneinheit ist, m. a. W. der reziproke Streifenabstand ist proportional zur wirksamen Schubspannung. In der Ausdrucksform des bekannten PRANDTLschen Seifenhautgleichnisses für Torsion: die dunklen Linien sind Höhenschichtlinien der gewölbten Analogiemembran [23]. Sehr schöne Bilder des Einflusses einer Längsnut in einem Torsionsstab sind vor einiger Zeit gelungen, dabei wurde zunächst das Erstarrungsverfahren angewandt und anschließend eine Querschnittscheibe im Streulicht aufgenommen [24] (Abb. 6). Ein entsprechendes Verfahren mit Streulichtverwendung ist auch im Lastfall 4, der Torsion einer achsensymmetrischen Welle, möglich. Die Lichtebene muß dann in eine radiale Längsschnittebene gelegt werden und die Beobachtung muß von der Seite durch eine Ölimmersion erfolgen, einwandfreie Aufnahmen solcher Art sind dem Verfasser noch nicht bekannt.

7. Plastisches Verhalten.

In jüngster Zeit haben mehrere Autoren versucht, die wesentlich komplizierteren spannungs- und dehnungsoptischen Vorgänge in überelastisch beanspruchten Kunststoffen zu analysieren und zu Modellversuchen zu verwenden [25, 26]. Kunststoffe mit mehr oder weniger ausgeprägter Fließgrenze (Cellulosenitrat, Polystyrol, Nylon), haben bereits einige Einblicke in den Spannungsumbau in elastisch-plastischen Zuständen ermöglicht. Eine Übertragung der Ergebnisse auf andere Werkstoffe mit anderem Spannungs-Dehnungs-Diagramm bedarf naturgemäß besonderer Überlegungen. Die Entwicklung und Untersuchung neuer Kunststoffe für diese Zwecke wird sicher weitere Erfolge bringen.

8. Dynamische Versuche.

Stationäre dynamische Spannungszustände, z. B. an rotierenden Scheiben, können mittels des Erstarrungsverfahrens anschließend an den (warmen) Schleuderversuch in (kühler) Ruhe beobachtet werden [27].

Besondere Geräte benötigt man dagegen für spannungsoptische Beobachtung zeitlich schnell veränderlicher Zustände.

Einmal kann man in einer Scheibe die zeitliche Wellenausbreitung der Spannungen von einem Störungspunkt her verfolgen, oder aber es kann die zeitliche Spannungsänderung in einem Punkt oder Querschnitt photographisch registriert werden. Für den ersten Vorgang kann man eine Filmkamera hoher Frequenz verwenden oder eine schnelle Lichtblitzfolge, und man bevorzugt Modelle von möglichst geringem Elastizitätsmodul, z. B. Gelatine oder entsprechend präparierten weichen Gummi. Eine 16 mm-, „Fastax“-Kamera mit bis zu 500 Aufnahmen je Sekunde wurde erfolgreich verwendet [28–30]. Das sehr viel einfachere zweite Verfahren beschränkt sich z. B. auf einen Balkenquerschnitt, der mit einem intensiven Lichtschlitz durchstrahlt und auf einem mit konstanter Geschwindigkeit laufenden Filmband abgebildet wird. Versuche dieser Art sind wohl bekannt [31]. Kürzlich wurden sie wieder aufgenommen (M. M. FROCHT, Illinois Institute of Technology, Chicago), je-

doch liegen noch keine Veröffentlichungen neuer Ergebnisse vor.

Eine vor einiger Zeit entwickelte statisch und dynamisch verwendbare spannungsoptische Apparatur sei schließlich besonders erwähnt [32]. Es handelt sich um ein Gerät mit großflächigen Polarisatoren und diffuser Beleuchtung, wie sie jetzt allgemein üblich sind, jedoch wird als Lichtquelle ein Xenon-Blitzlicht (1532-A „Stroboflash“) benutzt, das bei Kondensator-entladung ($4 \mu\text{F}$, 2500 V) einen äußerst intensiven Blitz von 10^{-5} sec. Dauer liefert. In Vereinigung mit einem Wrattenfilter Nr. 75 (Maximum bei $480 m\mu$) und einem nur in diesem Bereich empfindlichen „Process“-Film wird die photographische Wirksamkeit auf etwa $490 \pm 10 m\mu$ eingengt, so daß man ausreichende Linienschärfe bis zu etwa 20 Ordnungen erhält. Schaltet man dabei das Filter unmittelbar vor die Kameralinse,

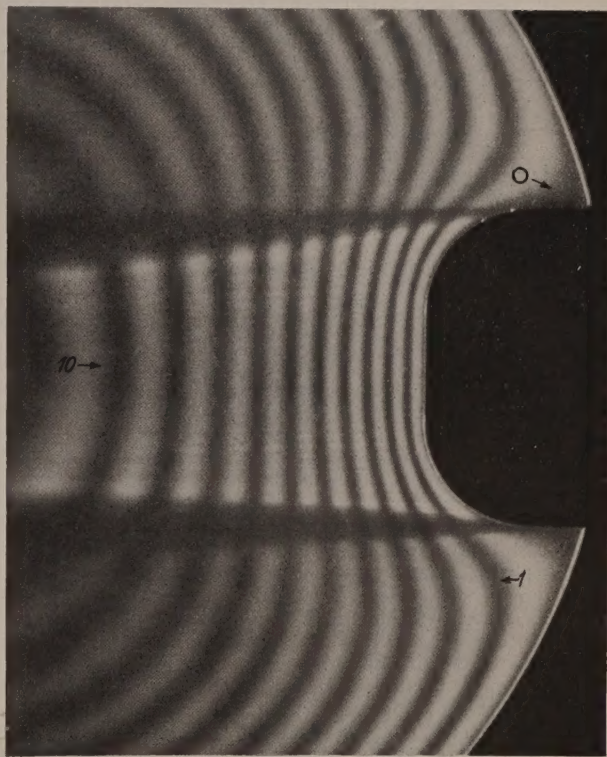


Abb. 6. Höhenschichtlinien des „Torsionshügels“ in runder Welle mit Längsnut. Der Linienabstand ist umgekehrt proportional der Schubspannung Streulichtaufnahme aus der Arbeit LEVEN [24].

so kann man den Verschluß sogar bei voller Zimmerbeleuchtung gefahrlos öffnen und also das Gerät im hellen Konstruktionsbüro verwenden. Die wünschenswerte weitere Verbreitung der Spannungsoptik im Industriebetrieb ist hierdurch gewiß gefördert worden.

Literatur. [1] COKER, E. G. u. L. N. G. FILON: A treatise on photoelasticity, London 1931. — [2] FÖPPL, L. u. H. NEUBER: Festigkeitslehre mittels Spannungsoptik, Berlin 1935. — [3] MESMER, G.: Spannungsoptik, Berlin 1939. — [4] FROCHT, M. M.: A manual of photoelasticity for engineers, New York 1941, 1948. — [5] FÖPPL, L. u. E. MÖNCH: Praktische Spannungsoptik, Berlin 1950. — [6] KUSKE, A.: Verfahren der Spannungsoptik, Düsseldorf 1950. — [7] HETENYI, M.: Handbook of experimental stress analysis, New York und London 1950. (Artikel von DOLAN, T. J., W. M. MURRAY, und D. C. DRUCKER, S. 829–976.) — [8] VASARHELYI, D.: Contribution to the calculation of stresses from photoelastic values, Proc. Society for Experimental Stress Analysis 9 27 (1951). — [9] WEIBEL, E. E.: Characteristics of lateral extensometers, Proc. 16th Eastern Photoelast. Conf., S. 47, 1942. — [10] HILTSCHER, R.: Ein praktisches Lateralextensometer zur Bestim-

mung der Spannungssumme, Kungl. Tekn. Högskolans Handl., Stockholm, Nr. 42, 1950. — [11] FROCHT, M. M. u. M. M. LEVEN: A rational approach to the numerical solution of Laplace's equation, *Journal Appl. Physics* **12** 596 (1941). — [12] FROCHT, M. M. u. E. SEVIN: Isopachic patterns and principal stresses in bars with deep notches in tension, *Proc. S.E.S.A.* **8**, 171 (1951). — [13] WANER, N. S. u. W. W. SOROKA: Stress concentrations for structural angles in torsion by the conducting sheet analogy, *Proc. S.E.S.A.* **11**, 19 (1953). — [14] Diskussion zu [13], ROSENTHAL, D., R. D. MACKEY, P. R. DAHL u. R. G. BOITEN: *Proc. S.E.S.A.*, **11**, 27 (1953). — [15] FROCHT, M. M.: Isopachic stress patterns, *Journal Appl. Physics* **10**, 248 (1939). — [16] DROUVEN, G.: Measurement of the sum of the principal stresses in plane problems of elasticity by interference, *Dr.-Diss.*, Washington U., St. Louis 1952. — [17] DOSE, A. u. R. LANDWEHR: Bestimmung der Linien gleicher Hauptspannungssumme mittels Interferenzen gleicher Dicke, *Ing.-Arch.* **21**, 73 (1953). — [18] DURELLI, A. J. u. R. L. LAKE: Some unorthodox procedures in photoelasticity, *Proc. S.E.S.A.* **9**, 97 (1951). — [19] VIDOSIC, J. P.: Plastics for photoelastic analysis, *Proc. S.E.S.A.* **9**, 113 (1952). — [20] JESSOP, H. T.: The scope and limitations of the photoelastic method of stress analysis, *Journ. Roy. Aero Soc.* **57**, 125 (1953). — [21] FROCHT, M. M.: Studies in three-dimensional photoelasticity, *Proc. S.E.S.A.* **2**, 128 (1944). — [22] FRANZ, W. F.: The three-dimensional photoelastic stress analysis of a threaded drill

pipe joint, *Proc. S.E.S.A.* **9**, 185 (1952). — [23] DRUCKER, I. C. u. M. M. FROCHT: Equivalence of photoelastic scattering patterns and membrane contours for torsion, *Proc. S.E.S.A.* **5**, 34 (1948). — [24] LEVEN, M.: Stresses in keyways by photoelastic methods and comparison with numerical solution, *Proc. S.E.S.A.* **7**, 141 (1950). — [25] FRIED, B.: Some observations in photoelastic materials stressed beyond the elastic limit, *Proc. S.E.S.A.* **8**, 143 (1951). — [26] HILTSCHER, R.: Spannungsoptische Untersuchung elastisch-plastischer Spannungszustände, *Z. V.D.I.* **95**, 771 (1953). — [27] BARNHART, K. E., A. L. HALE u. J. L. MERIAM: Stresses in rotating discs due to noncentral holes, *Proc. S.E.S.A.* **9**, 35 (1951). — [28] SNIOR, D. A. u. A. A. WELLS: A photoelastic study of stress waves, *Phil. Mag.* **7**, 463 (1946). — [29] CHRISTIE, D. G.: An investigation of cracks and stress waves in glass and plastic by high speed photography, *Trans. Soc. Glass Techn.* **36**, 7 (1952). — [30] PERKINS, H. C.: Movies of stress waves in photoelastic rubber, *Journal Appl. Mech.* **20**, 1, 140 (1953). — [31] TUZI, Z. u. M. NISIDA: Photoelastic study of stresses due to impact, *Phil. Mag.* **21**, 448 (1936). — [32] BARUCH, F. F.: The design of a high speed polariscope, *Proc. S.E.S.A.* **8**, 197 (1950).

Dr. Prof. G. MESMER,

Dept. of Applied Mechanics, Washington University
St. Louis, 5, Mo. USA.

Buchbesprechungen.

Brügel, W.: Einführung in die Ultrarotspektroskopie. Stuttgart: Steinkopf 1954. 366 S. u. 140 Abb. DM 46.—

Es sind 62 Jahre vergangen, seit JULIUS die erste Zuordnung einer Absorptionsbande im Ultrarot zu einer bestimmten chemischen Gruppe, nämlich der Methylgruppe, durchführte. Die Verwendung der ultraroten Absorptionsspektren für Zwecke der Konstitutionserforschung und der Analyse hat seitdem eine außerordentliche Entwicklung erfahren; ganz besonders stürmisch in den Jahren nach dem Kriege. Diese rasche Entwicklung war ausgelöst durch Arbeiten im Werk Oppau der Badischen Anilin- u. Sodafabrik etwa ab 1928, wo es insbesondere LEHRER durch Einführung der modulierten Strahlung und der Registrierung mit Tintenschreiber gelang, ein brauchbares Laboratoriumsinstrument für die Verwendung durch den Chemiker zu schaffen.

Weiterhin wurde diese Entwicklung ermöglicht durch die von der POHLschen Schule in Göttingen ebenfalls um das Jahr 1928 begonnene Herstellung von großen Einkristallen aus der Schmelze von Alkalihalogeniden.

Nachdem heute auf der ganzen Welt schon einige hundert kommerzieller Ultrarotschreiber im Gebrauch sind und auch in Deutschland die Zahl von einigen Dutzend erreicht sein dürfte, wurde im deutschen Schrifttum das Bedürfnis immer stärker empfunden, ein handliches und umfassendes Werk über das Ultrarotspektrum zu haben, mit dem auch der Nichtphysiker, insbesondere der Chemiker, alle Möglichkeiten im Gebrauch des Ultrarotspektrums übersehen und ausschöpfen könnte. Wenn man also das Erscheinen des vorliegenden Buches von BRÜGEL schon an sich begrüßen kann, so ergibt eine Durchsicht, daß hier wirklich ein wertvolles Werk geschaffen wurde.

Zunächst werden die Grundzüge der Theorie der ultraroten Spektren im Gaszustand besprochen, wobei es dem Verfasser gelungen ist, ohne allzu hohe Anforderungen an das mathematische Verständnis doch alles Wesentliche zu sagen. Außerordentlich wertvolles Material enthält der nächste Teil, der die apparative Ausrüstung und präparative Technik der Ultrarotspektroskopie behandelt. Da zunächst das Prinzipielle über Strahlungsquellen, Monochromatoren und Strahlungsempfänger ausführlich behandelt wird, können dann die einzelnen kommerziellen Ultrarotspektrometer verhältnismäßig kurz abgehandelt werden, wobei man aber keines der wichtigeren im Handel befindlichen Instrumente vermißt. Auch über Küvetten, Präparation der Proben usw. findet man eine große Zahl von wertvollen Hinweisen, die den erfahrenen Praktiker verraten. In einem dritten Teil werden die Methoden der praktischen Ultrarotspektroskopie behandelt. Dieses Kapitel ist für jeden Spektroskopiker von Wert, wie auch die weiter

oben behandelten Symmetrieeigenschaften von Molekülen und Schwingungen.

Zuletzt werden Ergebnisse und Anwendungen an Hand der wichtigsten Stoffgruppen gebracht. Ein Literaturverzeichnis mit 595 Nummern und ein gutes Sachverzeichnis beschließt das Werk. Daß das Buch in jedem Laboratorium, in dem ein Ultrarotgerät steht, zu finden sein wird, ist wohl nicht zweifelhaft. Es darf aber darüber hinaus jedem Physiker und Chemiker der mit Konstitutionsfragen und auch mit analytischen Fragen sich beschäftigt, empfohlen werden, da er darin Hinweise findet, ob ein bestimmtes Problem etwa mit Ultrarotspektroskopie angegangen werden kann. Bei dem Preis der Ultrarotschreiber kann man zwar nicht erwarten, daß in absehbarer Zeit alle Laboratorien mit solchen Instrumenten ausgerüstet sein werden, aber man kann vom modern ausgebildeten Chemiker und Physiker erwarten, daß er die Möglichkeiten in der Anwendung des Ultrarotspektrums übersieht. Zur Vermittlung dieser Kenntnisse, auch beim Studenten, ist das vorliegende Werk bestens geeignet.

G. SCHEIBE.

Wagner, K. W.: Elektromagnetische Wellen. Basel Stuttgart: Verlag Birkhäuser 1953. 267 S. u. 185 Abb. DM 33.30.

Das Buch „Elektromagnetische Wellen“ des allen Fachkundigen wohl bekannten Verfassers bildet eine ausgezeichnete Einführung in die Theorie der elektromagnetischen Wellen als Grundlage für ihre Anwendung in der elektrischen Übertragungstechnik. Da es in erster Linie für den Studierenden gedacht ist, ist vor allem ausgehend von den wichtigsten Grundbegriffen Wert auf das physikalische Verständnis gelegt und langwierige Rechnungen, sowie ein größerer mathematischer Aufwand vermieden worden, der nur an einzelnen Stellen über das Maß hinausgeht, das dem Vorexamen einer Hochschule entspricht. Jedoch wird auch der eingearbeitete Fachmann vieles finden, was ihn interessiert. Außer der Behandlung der Wellen im freien Raum und in der Ionosphäre sind besonders ausführlich Wellen behandelt, die an Drähten und Hohlleitern gebunden sind und durch ihre Bedeutung für die Nachrichtentechnik als „Wanderwellen“ für Hochspannungsübertragungen eine große Rolle spielen. Hervorzuheben ist noch die Behandlung von Wellen in dielektrischen Zylindern und von dielektrischen Antennen und ihrer Anregung. Bei der großen Bedeutung, die die Übertragung von elektromagnetischen Wellen im Raum und auf Leitungen für die Physik und Technik heute hat, ist eine so ausgezeichnete und übersichtliche Darstellung mit Einfügung von Zahlenbeispielen sehr begrüßenswert und jedem Studierenden und Fachmann zu empfehlen.

E. LUTZE.